

Untersuchung von Seelungslehren und Lehren
der Asketiker 2. Teil und 2. Teil in der Sicht der
Vitalitätslehre



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Buch 1325

**Untersuchung von Spaltfragmentwinkelverteilungen
der Reaktionen $^{230}\text{Th}(n,f)$ und $^{232}\text{Th}(n,f)$ im Bereich der
Vibrationsresonanzen**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Fakultät für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

FRANK-MICHAEL BAUMANN

aus Groß-Reken, Kr. Borken

Bochum 1989

Dissertation eingereicht am: 22.2.1989

Tag der mündlichen Prüfung: 26.4.1989

Referent: Prof. Dr. H. Freiesleben

Korreferent: Prof. Dr. H. von Buttlar

Zusammenfassung

Neutroneninduzierte Spaltung von ^{230}Th und ^{232}Th im Bereich der Vibrationsresonanzen ($E_n = 705 \text{ keV}$ für ^{230}Th und $E_n = 1,5 - 1,7 \text{ MeV}$ für ^{232}Th) wurde mit der Fragestellung untersucht, ob Spaltfragmentwinkelverteilungen asymmetrisch bezüglich $\vartheta_{\text{c.m.}} = 90^\circ$ sind, wenn zwischen leichten und schweren Spaltfragmenten unterschieden wird. Eine Asymmetrie kann vorliegen, da Interferenzeffekte in den Streuamplituden berücksichtigt werden müssen, wenn die Spaltung über einzelne Zustände unterschiedlicher Parität im 3. Minimum der Potentialfläche verläuft und daher Partialwellen gerader und ungerader Parität zur Reaktion beitragen.

Es wurde ein experimenteller Aufbau erstellt, der eine eindeutige Identifizierung von Spaltfragmenten der leichten und schweren Fragmentgruppe durch Messung ihrer Flugzeit ermöglichte. Dazu dienten fünf Oberflächensperrschichtdetektoren, fünf ortsempfindliche Parallelplattenlawinendetektoren und ein Channelplate-Startdetektor, die einen Winkelbereich von 0° bis 180° gut abdeckten. Als monoenergetische Neutronenquelle für den Energiebereich von $E_n = 0,7 - 3,3 \text{ MeV}$ wurde die $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ -Reaktion verwendet. Mit einem wassergekühlten Lithium-Hochstromtarget konnte bei aufgeweitetem Protonenstrahl und Strömen von $I_p = 75 \mu\text{A}$ ein Neutronenfluß von bis zu $\Phi_n = 4,7 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ durch das 41 mm entfernte Thorium-Target erreicht werden. Die durch die enge Anordnung von Li-Target und Spalttarget bedingte Winkel- und Neutronenenergiedivergenz wurde für die erste Meßreihe mittels eines Monte-Carlo-Simulationsprogramms berechnet.

Zur experimentellen Bestimmung des Spaltfragmentwinkels wurden für die zweite Meßreihe die Orte von Neutronenproduktion, Spaltung und Detektoreinschlag gemessen. Die momentanen Ablenkspannungen eines Spulenpaares, mittels dessen der Strahl periodisch über das Target gewedelt wurde, gaben bei jeder Spaltfragmentregistrierung den Neutronenproduktionsort an. Es wurde ein zweidimensional ortsempfindlicher Channelplate-Detektor entwickelt, der durch die von Spaltfragmenten aus dem Target herausgeschlagenen Elektronen das Startsignal für die Flugzeitmessung erzeugte und den Spaltungsort auf dem Target ermittelte.

Eine Untersuchung des Symmetriecharakters der Daten ergab, daß die Winkelverteilungen der leichten bzw. schweren Spaltfragmentgruppe der Reaktion $^{232}\text{Th}(n,f)$ bei den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Neutronenenergien symmetrisch um 90° waren. Dieses Ergebnis der ersten Meßreihe wurde durch die mit höherer Winkelauflösung aufgenommenen Daten der zweiten Meßreihe eindeutig bestätigt. Interferenzeffekte, die aufgrund des dritten Minimums in der Potentialfläche, eine Asymmetrie der Winkelverteilung bewirken könnten, wurden im Fall der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion nicht beobachtet.

Eine Analyse der Winkelverteilung der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen hinsichtlich des Anteils der durch die Drehimpulsquantenzahl K charakterisierten, am Spaltprozeß beteiligten Zustände ergab auf der Grundlage eines statistischen Modells zur Beschreibung des Spaltprozesses, daß Zustände mit $K = \frac{5}{2}$ und $\frac{3}{2}$ bei Energien im Bereich der Vibrationsresonanzen dominierten. Eine befriedigende Beschreibung der Winkelverteilungen konnte nur durch Hinzunahme von $K = \frac{7}{2}$ -Anteilen erreicht werden.

Bei der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung hingegen konnte eine Asymmetrie um 90° nachgewiesen werden. Diese wurde als weiterer Hinweis auf die Existenz des dritten Minimums in der Potentialfläche von ^{231}Th gewertet.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1	Einleitung 1
2	Beschreibung des Spaltprozesses 5
2.1	Potentialflächen 7
2.2	Vibrationsresonanzen 14
2.3	Winkelverteilungen von Spaltfragmenten 19
3	Experimenteller Aufbau 29
3.1	Neutronenquelle 31
3.1.1	Ortsmessung der Neutronenproduktion 42
3.1.2	Energiekalibrierung des Beschleunigers 45
3.2	Startdetektor 48
3.2.1	Ortsmessung der Spaltung 53
3.3	Spaltfragmentdetektoren 56
3.3.1	Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD) 57
3.3.2	Ortsempfindliche Parallelplattenlawinendetektoren (PPAC) . . . 60
3.4	Elektronik und Datenerfassung 68
4	Durchführung der Messungen 74
4.1	Raumwinkelmessungen 74
4.2	Spaltung von Thorium 79
5	Auswertung der Meßdaten und Darstellung der Ergebnisse . . . 84
5.1	²³² Th(n,f) - Daten 87
5.2	²³⁰ Th(n,f) - Daten 109
6	Analyse der Meßdaten und abschließende Diskussion 111
6.1	Symmetriecharakter der Winkelverteilungen 111
6.2	K-Analyse der Winkelverteilungen 117
6.3	Vergleich mit anderen Messungen und Ausblick 127
Anhang A:	Berechnung von Neutronenspektren der ⁷ Li(p,n) ⁷ Be-Reaktion . . . 134
Anhang B:	Zusammenstellung der Winkelverteilungsdaten 149
Literaturverzeichnis	154

1. Einleitung

Die Untersuchung der Kernspaltung im Rahmen physikalischer Grundlagenforschung liefert wichtige Beiträge zur Klärung der Struktur schwerer Atomkerne und der Beschreibung des Spaltmechanismus. Obwohl die Kernspaltung seit ihrer Entdeckung im Jahr 1938 [Hah39][Mei39] intensiv erforscht und die Beschreibung des Spaltprozesses durch sich fortentwickelnde Modellvorstellungen [Boh39][Boh55][Whe63][Str67][Bra72][Van73][Bjø80] präzisiert wurde, sind heute immer noch manche Details dieses überaus komplexen Prozesses ungeklärt.

Historisch gesehen brachte das von Strutinsky entwickelte Hybridmodell [Str67] einen großen Fortschritt für das Verständnis von Spaltprozessen. Dieses Modell beschreibt mittlere Kernbindungsenergien durch das Flüssigkeitstropfenmodell und Abweichungen davon durch Schaleneffekte, wobei für die Berechnung von Einzelteilchenenergien die Kerndeformation in einem Nilsson-Modell Berücksichtigung findet. Die Spaltbarriere, also der Anstieg der potentiellen Energie des Kerns bei einer Deformation, wird dahingehend modifiziert, daß sich für viele schwere Kerne ein zweites Minimum im Potentialverlauf ausbildet ("doppelhöckrige Spaltbarriere"). Da der Spaltprozeß von schweren Kernen nahe der Spaltschwelle in Anlehnung an das Compoundkern-Reaktionsmodell beschrieben wird [Bjø80], werden Resonanzen im Wirkungsquerschnitt intermediären Vibrationszuständen des Compoundkerns in diesem zweiten Minimum der Spaltbarriere zugeschrieben, über die die Spaltung verlaufen kann. Winkelverteilungen und Wirkungsquerschnitte von Spaltreaktionen können für die meisten Elemente aus der Gruppe der Aktiniden ($Z > 88$) mit diesem Modell gut erklärt werden. Auch werden symmetrische und asymmetrische Massenverteilungen von Spaltfragmenten und die Beobachtung der Spaltisomerie verstanden.

Die Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Spaltung von ^{230}Th und ^{232}Th zeigen im Energiebereich der Spaltschwelle ($E_n = 0,7 - 2,5 \text{ MeV}$) ausgeprägte resonanzartige Strukturen, für deren Stärke das Konzept der doppelhöckrigen Spaltbarriere allerdings keine Erklärung bietet [Bjø80]. Unter Zugrundelegung dieses Konzeptes stehen experimentell bestimmte Daten [Yue71][Jam72] über die Tiefe des 2. Minimums ($E_{II} = 4,5 \text{ MeV}$) und die Höhe der inneren Spaltbarriere

($E_A = 6$ MeV) im krassen Gegensatz zu Berechnungen [Lar74] der Spaltbarriere ($E_{II} = 2,5$ MeV, $E_A = 4,5$ MeV). Die Abweichungen der experimentell und theoretisch ermittelten Werte sind für Thorium im Gegensatz zu den anderen Aktiniden größer als deren jeweils abgeschätzte Fehler [Bac72]. Dafür wurde der Begriff der "Thorium-Anomalie" geprägt.

Im Zuge der Verfeinerung der Beschreibung der Spaltbarriere durch realistische Potentialflächen ("Potential Energy Surface", PES), brachten Möller und Nix [Möl73] als erste eine mögliche Lösung des Problems der "Thorium-Anomalie" ins Gespräch. In ihren Berechnungen, bei denen auch massenasymmetrische Freiheitsgrade Berücksichtigung finden, treten im Fall von Thorium zwei 3. Minima in der Potentialfläche auf. Eine solche Struktur der PES könnte für die Resonanzen im Wirkungsquerschnitt verantwortlich sein. Seither sind eine Reihe von Experimenten, von denen die von Caruana et al. [Car77], Boldeman et al. [Bol80] und Blons et al. [Blo84] hervorgehoben seien, durchgeführt worden, um die Existenz dieser 3. Minima zu verifizieren. Konträre Diskussionen [Ber83] um die Existenz des 3. Minimums einerseits und der Ruf nach detaillierteren Messungen [Lyn83] andererseits waren die Motivation zu dieser Arbeit.

Der Schwerpunkt der Untersuchung liegt dabei in der Messung von Winkelverteilungen der $^{230,232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen nahe der Spaltschwelle im Bereich der Vibrationsresonanzen. Aus der Gestalt der Spaltfragmentwinkelverteilungen können Rückschlüsse auf die am Spaltprozeß beteiligten Zustände und damit auf die Struktur der Spaltbarriere gezogen werden [Boh55][Lam62][Whe63].

In den beiden von Möller und Nix [Möl73][Möl81] postulierten 3. Minima der PES besitzt der Compoundkern identische Quadrupoldeformationen, aber jeweils entgegengesetzte Oktupoldeformationen (birnenförmige Kerngestalt). Die Minima sind tief genug, um zu quantenmechanisch gebundenen Zuständen zu führen. Für eine solche Konfiguration können Wellenfunktionen mit positiven und negativen Paritäten konstruiert werden [Boh75]. Dieser Überlegung folgend gaben Blons et al. [Blo84] einen experimentellen Hinweis auf die Existenz der 3. Minima, indem sie die Resonanzen im Wirkungsquerschnitt, den sie mit hoher Energieauflösung gemessen hatten, auf zwei Rotationsbanden unterschiedlicher Parität zurückführten. Zustände mit unterschiedlichen Paritäten im Compoundkern können

nur bevölkert werden, wenn im Eingangskanal gerade und ungerade Partialwellen beteiligt sind, was für Neutronen im betrachteten Energiebereich zutrifft.

Eine derartige Struktur des Compoundkerns wirft die Frage nach der Gestalt der Winkelverteilungen von Spaltfragmenten auf. Dabei ist insbesondere das Symmetrieverhalten der Winkelverteilung um 90° im Schwerpunktsystem von Projektil und Target interessant. Unter folgenden Bedingungen sind Winkelverteilungen prinzipiell symmetrisch zu 90° : 1.) Die Meßapparatur erlaubt keine Unterscheidung zwischen leichten und schweren Spaltfragmenten [Hit60]. 2.) Leichte und schwere Fragmentmassen werden unterschieden, aber die Spaltung verläuft nur über einen einzigen Zustand. Der Wirkungsquerschnitt ist dann gleich dem Absolutquadrat der Reaktionsamplitude [Bla52a]. 3.) Leichte und schwere Fragmentmassen werden unterschieden, aber die Spaltung verläuft über sehr viele Spaltkanäle. In diesem Fall dient eine inkohärente Addition der Reaktionsamplituden (Zufallsphasennäherung) zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts.

Wenn nur wenige Zustände zur Spaltreaktion beitragen, müssen die Reaktionsamplituden kohärent addiert werden [Hit60][Whe63]. Besitzen diese Zustände positive und negative Paritäten, so kann dies zu einer asymmetrischen Winkelverteilung führen, wenn Interferenzterme, die nicht um 90° symmetrisch sind, einen deutlichen Beitrag leisten. Ein solcher Fall liegt möglicherweise aufgrund der 3. Minima in der PES für die $^{230}\text{Th}(n,f)$ - und $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen im Resonanzbereich vor.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, nach schwerer und leichter Fragmentmasse aufgelöste Winkelverteilungen von Spaltfragmenten im Bereich der Vibrationsresonanzen mit ausreichender Energieauflösung zu untersuchen. Das erfordert den Aufbau einer Meßapparatur, die folgenden Anforderungen genügt: 1.) Es müssen Neutronen im Energiebereich 0,7 - 3,3 MeV produziert werden. 2.) Die Breite der Neutronenenergieverteilung darf nur wenige Zustände überlappen ($\Delta E_n \approx 30$ keV). 3.) Die Spaltfragmente sollen unter separaten Winkeln im Bereich von 0° bis 180° nachgewiesen werden. 4.) Durch die Meßapparatur muß beim Nachweis von Spaltfragmenten eine Unterscheidung von leichten und schweren Fragmenten möglich sein.



Im 2. Kapitel wird zum Verständnis der Winkelverteilungen auf die Beschreibung des Spaltprozesses eingegangen. Es werden die Berechnung von Potentialflächen skizziert, Charakteristika von Vibrationsresonanzen erläutert und die mathematische Beschreibung von Spaltfragmentwinkelverteilungen dargestellt. Der experimentelle Aufbau, der die Neutronenquelle, die Spaltfragmentdetektoren und die Meßelektronik umfaßt, wird im 3. Kapitel beschrieben. Das 4. Kapitel befaßt sich mit der Durchführung der Messungen. Nach der Darstellung der Ergebnisse im 5. Kapitel folgt im 6. Kapitel die Analyse der Meßdaten und deren Interpretation. Anhang A gibt eine Übersicht über die Berechnung von Neutronenspektren. Eine Auflistung der Winkelverteilungsdaten ist in Anhang B zusammengestellt.

2. Beschreibung des Spaltprozesses

Zur Beschreibung des Spaltprozesses wird das von Bohr [Boh39] eingeführte Modell der Spaltung zugrundegelegt. In diesem Modell wird der Ablauf einer Spaltreaktion als ein kollektiver Prozeß betrachtet, da bei der Spaltung eines Kerns nicht nur Nukleonen einer äußeren Schale betroffen sind, sondern der Kern sich in seiner Gesamtheit teilt.

Bei teilcheninduzierter Spaltung bilden Projektil und Targetkern zunächst einen angeregten Zwischenkern ("Compound"-Kern). Wird ein genügender Anteil der vom Projektil zugeführten Energie in potentielle Energie der Deformation überführt, kann sich dieser Zwischenkern möglicherweise teilen. Dieser Prozeß entspricht der Überwindung einer Potentialbarriere (Spaltbarriere). Diese bildet sich, da die potentielle Energie des Kerns bei seiner Verformung zunächst ansteigt. Der kollektive Charakter des Prozesses besteht also in einer Gestaltsänderung des gesamten Kerns. Für die Beschreibung des Spaltprozesses muß die potentielle Energie des Kerns in Abhängigkeit von seiner Deformation betrachtet werden. Dabei wird von einem axialsymmetrisch deformierten Kern ausgegangen, da die Spaltfragmente nach der Szission diametral separieren. Typische Potentialverläufe, wie sie mittels Strutinsky's Hybridmodell [Str67] berechnet werden, sind in Fig. 2.1 skizziert. Für die meisten Elemente aus der Gruppe der Aktiniden, auf die die folgenden Betrachtungen beschränkt sein sollen, bildet sich aufgrund von Schaleneffekten eine "doppelhöckrige Spaltbarriere".

Eine detailliertere Darstellung der potentiellen Energie eines Kerns unter Berücksichtigung der verschiedensten Kerngestalten, die in geeigneter Weise mehrdimensional parametrisiert werden [Nil69], führt zur Potentialfläche des Kerns ("Potential Energy Surface", PES). Die Gestalt dieser Potentialfläche, deren Berechnung in Kap. 2.1 skizziert werden soll, zeichnet sich durch Barrieren, Minima und Sattelpunkte aus. Minima in der PES können zu Energieeigenzuständen des Systems führen. Diese sind je nach Höhe der dazwischenliegenden Barriere mehr oder weniger aneinander gekoppelt. Die Struktur der PES zeigt daher "statisch" gesehen einen Weg, wie der Kern adiabatisch zur Spaltung kommt. Eine

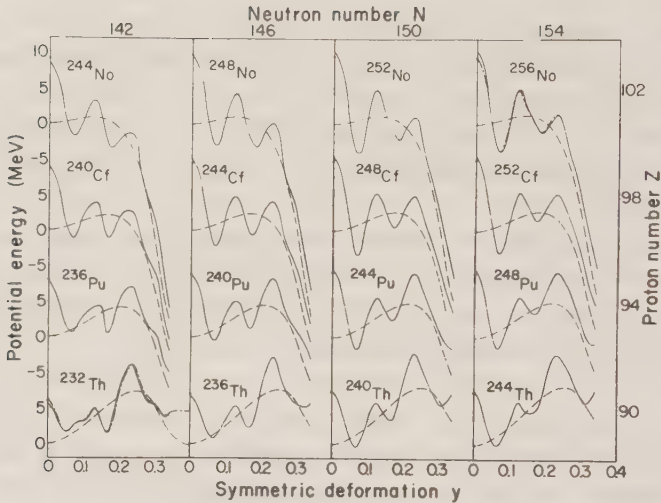


Fig. 2.1: Potentielle Energie einiger Aktinidenkerne in Abhängigkeit einer axialsymmetrischen Deformation y (durchgezogene Linien) berechnet nach dem Hybridmodell [Str67] (aus [Bol72]). Dabei werden mittlere Energien durch ein Tropfenmodell und Abweichungen davon durch Schalenkorrekturen beschrieben. Für die Elemente der Aktiniden ergibt sich typischerweise eine doppelhöckerige Spaltbarriere.

"statische" Beschreibung des Prozesses kann im Rahmen des Compoundkern-Konzeptes [Bla52a] erfolgen, mit dem viele experimentelle Beobachtungen der Spaltung erklärt werden [Bjø80]. Die Beschreibung der "Dynamik" des Spaltprozesses ist derart komplex, daß ihre Entwicklung erst in den Anfängen steht [Pau73][Neg78]. Darauf soll hier nicht weiter eingegangen werden.

Bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere ist der deformierte Kern thermodynamisch gesehen "kalt", das heißt, er ist frei von inneren Anregungen.

Energieniveaus in den Minima und am Sattelpunkt der Barriere sind kollektiver Natur (Vibration, Rotation). Die Niveaudichte ist dort gering. Spaltung im Bereich der Barriere verläuft daher unter Umständen nur durch einen einzigen oder nur durch wenige Zustände ("Spaltkanäle"). Dies führt zum Begriff des "transition nucleus". Der Übergang zur Trennung der Fragmente ("Szission"), bei dem das System die Spaltbarriere durchtunnelt, wird als Zerfall aus diesen Zuständen angesehen. Durch die Untersuchung von Spaltfragmentwinkelverteilungen können Quantenzahlen dieser Spaltkanäle ermittelt werden.

In Kapitel 2.1 wird zunächst auf das Prinzip der Berechnung und auf die Parametrisierung von Potentialflächen eingegangen, wobei speziell das Element Thorium betrachtet wird. Die Charakteristika von Vibrationszuständen werden in Kapitel 2.2 erläutert und die mathematische Beschreibung von Spaltfragmentwinkelverteilungen ist Gegenstand der Betrachtung in Kapitel 2.3.

2.1 Potentialflächen

In der Literatur zur Kernspaltung hat das erstmals von Strutinsky [Str67] [Str68] eingeführte und später von anderen Autoren [Bra72] [Mö172] [Kra79] [Mö181] weiterentwickelte Modell zur Berechnung von Potentialflächen die größte Bedeutung. Die potentielle Energie $V(N,Z,\text{shape})$ eines Kerns als Funktion der Nukleonenzahlen N (Neutronen), Z (Protonen) und der Gestalt (shape) des Kerns wird darin mittels eines makroskopischen und eines mikroskopischen Terms beschrieben. Es gilt

$$V(N,Z,\text{shape}) = V_{\text{macr}}(N,Z,\text{shape}) + \Delta V_{\text{micr}}(N,Z,\text{shape}) \quad (2.1).$$

Der makroskopische Term $V_{\text{macr}}(N,Z,\text{shape})$ gibt die mittlere Kernbindungsenergie an. Vor allem der absolute Wert der Grundzustandsenergie soll möglichst genau bestimmt werden. Eine geeignete Beschreibung leistet zum Beispiel das "Tröpfchenmodell" [Mye76]. In dem mikroskopischen Term $\Delta V_{\text{micr}}(N,Z,\text{shape})$ werden Abweichungen vom Mittelwert durch Berücksichtigung von Schaleneffekten

und der Paarungsenergie behandelt. Es gibt in der Literatur [BjØ80] eine große Bandbreite von Modellen zur Parametrisierung der beiden Terme V_{macr} und V_{micr} . Im folgenden soll der von Möller und Nix [Mö81] gezeigte Ansatz zur Berechnung der PES skizziert werden.

Der makroskopische Term lautet:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{macr}}(N, Z, \text{shape}) = & N m_N c^2 + Z m_P c^2 - a_v (1 - \kappa_v I^2) A \\
 & + a_s (1 - \kappa_s I^2) I_n(r_0, a, A, \text{shape}) \\
 & + \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} B_C(\text{shape}) - \frac{5}{4} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{2/3} \frac{Z^{4/3}}{A^{1/3}} \right] + E_{\text{dif}} \\
 & + W(|I| + d) - a_{e1} Z^{2.39} \\
 & + \begin{cases} \Delta - \frac{1}{2} \delta, & Z \text{ und } N \text{ ungerade} \\ \frac{1}{2} \delta, & Z \text{ oder } N \text{ ungerade} \\ -(\Delta - \frac{1}{2} \delta), & Z \text{ und } N \text{ gerade} \end{cases} \quad (2.2),
 \end{aligned}$$

wobei N - Neutronenzahl, Z - Protonenzahl, A - Nukleonenzahl, m_N - Masse des Neutrons, m_P - Masse des Protons und I - relativer Neutronenüberschuß $I = (N - Z)/A$ bedeuten. a_v , κ_v , a_s und κ_s sind Konstanten des Volumen- bzw. Oberflächenterms. Vor allem bei sich berührenden oder zusammengeschnürten Kernen hat die endliche Reichweite der Kernkraft und die diffuse Oberfläche von Kernen einen merklichen Einfluß auf die potentielle Energie. Möller und Nix berücksichtigen dies mit dem Term $I_n(r_0, a, A, \text{shape})$ in Gleichung (2.2), indem sie die Oberflächenenergie mittels eines doppelten Volumenintegrals einer "Yukawa-plus-exponential"-Funktion [Kra79], die sich durch Faltung zweier Yukawa-Funktionen ergibt, berechnen. Es gilt:

$$I_n(r_0, a, A, \text{shape}) = \frac{1}{8\pi^2 r_0^2 a^3} \int \int \left(\frac{\sigma}{a} - 2 \right) \frac{e^{-\sigma/a}}{\sigma} d^3 r d^3 r' \quad (2.3).$$

Die doppelte Integration wird über das Kernvolumen ausgeführt, wobei dessen Größe $\frac{4}{3}\pi R_0^3$ bei deformierter Kerngestalt konstant gehalten wird. Der Radius R_0 ergibt sich aus $R_0 = r_0 A^{1/3}$ (r_0 - Radiusparameter). σ ist der Betrag des Differenz-

vektors $\vec{\sigma} = \vec{r} - \vec{r}'$. Der Parameter a gibt die Reichweite der Yukawa-Faltungsfunktion an. Die Größe $B_C(\text{shape})$ ist neben I_n ein weiterer gestaltsabhängiger Term in Gleichung (2.2). Er gibt das Verhältnis der Coulomb-Energie des deformierten Kerns mit scharfem Rand zur Coulomb-Energie einer geladenen Kugel gleichen Volumens an. Der Einfluß der diffusen Oberfläche dieser Ladungsverteilung wird in Gleichung (2.2) durch E_{dif} berücksichtigt, wobei sich in zweiter Ordnung ergibt:

$$E_{\text{dif}} = - \frac{3}{2} \frac{e^2}{r_0} \left(\frac{b}{r_0} \right)^2 \frac{Z^2}{A} \quad (2.4).$$

e ist die Elementarladung und b ein konstanter Parameter ("diffuseness"-Parameter). Gleichung (2.2) enthält als weitere Größe den Wigner-Term $W \cdot (|I| + d)$ [Mye66][Mye76], der seinen Ursprung in Austauschkräften zwischen Nukleonen mit symmetrischen Ortswellenfunktionen hat [Bla52b]. Die Bindungsenergie wird durch ihren Überlapp in identischen Schalen beeinflusst. Die größte Bindungsenergie ergibt sich für Kerne mit $N \approx Z$, da hierbei die größte Anzahl von Paaren mit symmetrischen Wellenfunktionen möglich ist. Für den Parameter d gilt $d = 1/A$, falls N und Z ungerade und gleich sind; sonst ist $d = 0$. Mit der Größe $a_{e1} \cdot Z^{2.39}$ wird die elektronische Bindungsenergie berechnet. Der letzte Term ist der Paarungsenergie-term. Er enthält die Parameter δ und Δ . Die Werte aller Parameter der Gleichungen (2.2) bis (2.4) wurden durch Anpassung an experimentelle Daten (elastische Elektronenstreuung, elastische Schwerionenstreuung, Spaltbarrierenmessungen [Kra79]) bestimmt und können der Literatur entnommen werden [Mö81][Mye76].

Der mikroskopische Term $\Delta V_{\text{micr}}(N, Z, \text{shape})$ aus Gleichung (2.1) setzt sich zusammen aus einem Schalenkorrekturterm $\Delta V_{\text{shell}}(N, Z, \text{shape})$ und einem Paarungsenergiekorrekturterm $\Delta V_{\text{pair}}(N, Z, \text{shape})$. Es gilt

$$\Delta V_{\text{micr}}(N, Z, \text{shape}) = \Delta V_{\text{shell}}(N, Z, \text{shape}) + \Delta V_{\text{pair}}(N, Z, \text{shape}) \quad (2.5).$$

Zur Berechnung dieser Größen müssen zunächst Einzelteilchenenergien bestimmt werden. Möller und Nix legen hierzu ein Einzelteilchen-Potential V_{MN} zugrunde, in dem verschiedenste Kerngestalten und eine diffuse Oberfläche berücksichtigt werden. Es besteht aus dem Spin-unabhängigen Kernpotential V_1 , dem Spin-Bahn-Potential V_{so} und dem Coulomb-Potential V_C :

$$V_{MN}(\vec{r}) = V_1(\vec{r}) + V_{so}(\vec{r}) + V_C(\vec{r}) \quad (2.6)$$

Das Kernpotential V_1 ist ein Rechteckpotential, das mit einem Yukawa-Potential gefaltet ist. Dadurch kann der diffusen Oberfläche und der Kerndeformation Rechnung getragen werden:

$$V_1(\vec{r}) = - \frac{V_0}{4\pi a_{\text{pot}}^3} \int \frac{\exp(-|\vec{r} - \vec{r}'|/a_{\text{pot}})}{|\vec{r} - \vec{r}'|/a_{\text{pot}}} d^3r' \quad (2.7).$$

a_{pot} ist die Reichweite der Yukawa-Faltungsfunktion und V_0 die Potentialtiefe, die für Protonen und Neutronen getrennt anzugeben ist. Die Integration wird über das Volumen der Kerngestalt ausgeführt. Für das Spin-Bahn-Potential gilt

$$V_{so}(\vec{r}) = - \lambda \left(\frac{\hbar}{2mc} \right)^2 \vec{\sigma} \cdot \nabla V_1 \times \frac{\vec{p}}{\hbar} \quad (2.8),$$

wobei m die Masse des Protons oder Neutrons, $\vec{\sigma}$ die Pauli-Spin-Matrizen, $\vec{p}$ den Impuls eines Nukleons und λ die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung angeben. Der letzte Term aus Gleichung (2.6) – das Coulomb-Potential – wird durch die Beziehung

$$V_C(\vec{r}) = \frac{Ze^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{d^3r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (2.9)$$

berechnet. Die Integrationsgrenzen der Gleichungen (2.7) und (2.9) sind identisch.

Für eine bestimmte Kerngestalt, die in geeigneter Weise parametrisiert wird ($\vec{r} = \vec{r}(r, \vartheta, \varphi)$), können nun durch Lösen der Schrödinger-Gleichung, in die das Potential $V_{MN}(\vec{r})$ eingesetzt wird, Einzelteilchenenergien ϵ_n – getrennt für Protonen (ϵ_n^N) und Neutronen (ϵ_n^Z) – berechnet werden. Die Summation über die Anzahl n der Nukleonen ergibt die Treppenfunktionen $\epsilon_{\text{stair}}(n)$

$$\epsilon_{\text{stair},N}(n) = \sum_{n=1}^N \epsilon_n^N \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{\text{stair},Z}(n) = \sum_{n=1}^Z \epsilon_n^P \quad (2.10).$$

Der mittlere Verlauf dieser Treppenfunktionen kann durch glatte Kurven, die mit $\bar{\epsilon}_N(n)$ und $\bar{\epsilon}_Z(n)$ bezeichnet seien, beschrieben werden. Fig. 2.2 verdeutlicht den Zusammenhang für Neutronen. Zur Bestimmung der glatten Funktionen $\bar{\epsilon}(n)$ wird

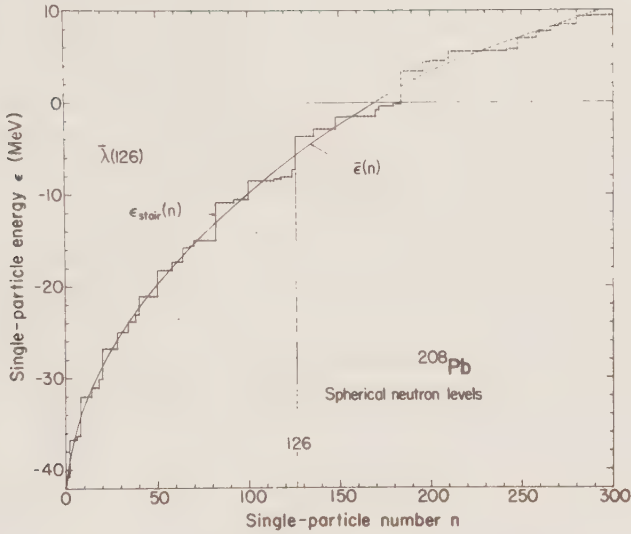


Fig. 2.2: Einzelteilchenenergien (Neutronen) in Abhängigkeit von der Teilchenzahl für einen sphärischen ^{208}Pb -Kern (aus [Bol72]). Die diskreten Energien bilden die Treppenfunktion $\epsilon_{\text{stair}}(n)$. Die glatte Kurve $\bar{\epsilon}(n)$ beschreibt den mittleren Verlauf der Treppenfunktion. Die Schalenkorrektur ergibt sich aus der Differenz der Flächen beider Kurven. $\bar{\lambda}$ gibt die Energie an der Fermi-Kante an.

das von Strutinsky [Str67] entwickelte Verfahren angewendet, wie es in [Bol72] näher beschrieben ist. Der Schalenkorrekturterm ΔV_{shell} für Neutronen bzw. Protonen ergibt sich schließlich durch Differenzbildung. Es folgt:

$$\Delta V_{\text{shell}}(N, Z, \text{shape}) = \left(\sum_{n=1}^N \epsilon_n^N - \int_0^N \bar{\epsilon}_N(n) dn \right) + \left(\sum_{n=1}^Z \epsilon_n^Z - \int_0^Z \bar{\epsilon}_Z(n) dn \right) \quad (2.11).$$

Die Berechnung des Paarungsenergiekorrekturterms $\Delta V_{\text{pair}}(N, Z, \text{shape})$ erfolgt im BCS-Formalismus [Bol72][Ogl71]. Die Paarungsenergie führt zu einer Ab-

senkung der Bindungsenergie. Dieser Effekt ist um so ausgeprägter, je höher die Einzelteilchenzustandsdichte ist, da mehr Nukleonenpaare wechselwirken können. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu dem des Schalenkorrekturterms ΔV_{shell} , bei dem die potentielle Energie bei höherer Einzelteilchenzustandsdichte eher steigt. Da ΔV_{shell} aber größer als ΔV_{pair} ist, wird der mikroskopische Term ΔV_{micr} in erster Linie durch den Schalenkorrekturterm bestimmt [Möl73].

In die Berechnung der PES nach Gleichung (2.1) geht als ein entscheidender Parameter die Form des Kernes ("shape") ein. Zur mathematischen Beschreibung der verschiedensten Kerngestalten ist eine geeignete Parametrisierung der Deformation notwendig. Möller und Nix wählen die sogenannte ε -Parametrisierung [Nil55][Nil69][Möl72]. Diese wurde ursprünglich zur Beschreibung der Deformation eines axialsymmetrischen, harmonischen Oszillatorpotentials

$$V_{\text{osc}} = \frac{M}{2} \left[\omega_1^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2 \right] \quad (2.12)$$

(M - Kernmasse, ω_1, ω_z - Oszillatorfrequenzen der Hauptachsen des Kernes, x, y, z - Ortskoordinaten) entwickelt [Nil55]. Die Einführung 1. eines Deformationsparameters ε durch

$$\omega_1 = \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) \quad \text{bzw.} \quad \omega_z = \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{1}{3}\varepsilon\right) \quad (2.13),$$

wobei $\omega_0(\varepsilon) = \omega_0(1 + \frac{1}{9}\varepsilon^2)$ und ω_0 die Oszillatorfrequenz eines sphärischen Oszillators ist [Nil69][Bri67], und 2. die Einführung der sogenannten gestreckten Koordinaten ξ, η, ζ

$$\xi = x \cdot \sqrt{M\omega_1/\hbar}, \quad \eta = y \cdot \sqrt{M\omega_1/\hbar} \quad \text{und} \quad \zeta = z \cdot \sqrt{M\omega_z/\hbar} \quad (2.14)$$

$$\text{mit} \quad \rho^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 \quad (2.15),$$

ergibt

$$V_{\text{osc}} = \frac{1}{2} \hbar \omega_0(\varepsilon) \rho^2 \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2(\cos \Theta_t) \right] \quad (2.16).$$

$P_2(\cos \Theta_t)$ ist ein Legendre-Polynom 2. Ordnung und Θ_t der Polarwinkel im

System der gestreckten Koordinaten. Eine Entwicklung zu höheren Multipolaritäten führt zur Definition der Parameter $\varepsilon_3, \varepsilon_4, \varepsilon_5$ [Bj80]:

$$V_{\text{osc}} = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 (\varepsilon, \varepsilon_3, \varepsilon_4, \dots) \rho^2 \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2 + \sum_{\lambda=3}^5 \varepsilon_\lambda P_\lambda \right] \quad (2.17).$$

Symmetrische Deformationen (Quadrupoldeformationen) werden durch ε und ε_4 parametrisiert. ε beschreibt dabei die Längenausdehnung und ε_4 entweder eine Einschnürung des Kerns, falls $\varepsilon_4 > 0$, oder eine Wulstbildung, falls $\varepsilon_4 < 0$ ist. Massenasymmetrische Deformationen (Oktupoldeformationen) werden durch Einführung der ungeraden Indizes $\lambda = 3, 5$ ($\varepsilon_3, \varepsilon_5$) dargestellt.

Möller und Nix übertrugen die ε -Parametrisierung des Oszillatorpotentials auf das Einzelteilchenpotential V_{MN} (Gleichung (2.6)) und auf alle in Gleichung (2.1) angegebenen gestaltsabhängigen Terme [Mö179]. Als Ergebnis ihrer systematischen Untersuchungen sind beispielhaft Potentialflächen des Kerns ^{234}Th gezeigt. Fig. 2.3 (oben) stellt die potentielle Energie in Abhängigkeit der Deformationsparameter ε ($= \varepsilon_2$) und ε_4 dar. Der Grundzustand des Kerns befindet sich bei $\varepsilon = 0,2$ und $\varepsilon_4 = -0,06$. Über einen Sattelpunkt gelangt man zum 2. Minimum bei $\varepsilon = 0,6$ und $\varepsilon_4 = -0,01$. Fig. 2.3 (unten) zeigt die PES von ^{234}Th als Funktion symmetrischer ($\varepsilon, \varepsilon_4$) und asymmetrischer ($\varepsilon_3, \varepsilon_5$) Freiheitsgrade. Dazu wurden die Parameter $\varepsilon, \varepsilon_4$ (ε_{2+4} = massensymmetrische Deformation) bzw. $\varepsilon_3, \varepsilon_5$ (ε_{3+5} = massenasymmetrische Deformation) jeweils zusammengefaßt. Die mathematischen Details der Zusammenfassung sind in [Mö172] näher ausgeführt. Das 2. Minimum liegt in dieser Darstellung der PES bei $\varepsilon_{2+4} = 0,6$ und $\varepsilon_{3+5} = 0,0$. Deutlich ist die Ausbildung zweier 3. Minima mit massenasymmetrischer Deformation bei $\varepsilon_{2+4} = 0,87$ und $\varepsilon_{3+5} = \pm 0,22$ zu erkennen. Berechnungen der PES von ^{231}Th und ^{233}Th , sowie anderer Th-Isotope, sind sehr ähnlich (siehe [Blo82]) und zeigen ebenfalls das Auftreten der 3. Minima. Möller und Nix [Mö173][Mö174] brachten dieses Phänomen erstmals als Erklärung der "Thorium-Anomalie" ins Gespräch.

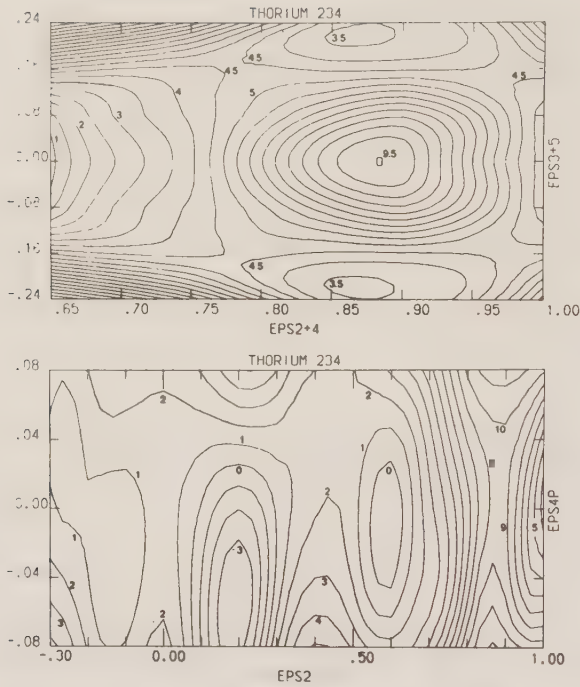


Fig. 2.3: Potentialflächen (PES) für ^{234}Th (aus [Möl79]); oben: PES als Funktion des Längenausdehnungsparameters ϵ_2 ($= \epsilon$) und des Einschnürungsparameters ϵ_4 ; unten: PES als Funktion des deformationssymmetrischen Parameters ϵ_{2+4} und des deformationsasymmetrischen Parameters ϵ_{3+5} . Die genaue Definition der Deformationsparameter ist in [Möl72] beschrieben.

2.2 Vibrationsresonanzen

Die Struktur der PES zeigt, daß bei bestimmten Kerndeformationen Minima auftreten, die zu Energieeigenzuständen des Systems führen können. Von besonderem Interesse für die Spaltung sind die Vibrationszustände, bei denen der Kern kollektive Schwingungen in Spaltrichtung ausführt. Neben diesen β -Vibrationen treten auch massenasymmetrische Vibrationsmoden auf, von denen die energetisch

niedrigste die Oktupolschwingung ("sloshing"-Vibration) ist [Van73]. Auf jedem dieser Vibrationszustände kann sich eine Rotationsbande aufbauen.

Zur Berechnung von Spaltquerschnitten müssen die Zustände, die in den verschiedenen Minima liegen ("class I-", "class II"-Zustände) und die zur Spaltung führen können, miteinander gekoppelt werden. Dazu ist die Transmission durch die dazwischenliegenden Barrieren zu bestimmen [Ign69][Cra70]. Bjørnholm und Strutinsky [Bj69] haben gezeigt, daß Resonanzen im Spaltquerschnitt, die über Vibrationszustände verlaufen, nur auftreten können, wenn die Breite Γ dieser Zustände kleiner ist als der Abstand zu Zuständen, die nicht zur Spaltung führen. Das kann nur für energetisch sehr tief liegende Vibrationszustände geringer Breite ($\Gamma \approx 50$ keV) zutreffen, bei denen der Niveaubestand ein paar hundert keV beträgt. Bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltschwelle ($E^* \approx 5,8$ MeV im Fall von $^{230,232}\text{Th}(n,f)$) ist die Niveaudichte im 1. Minimum der PES so groß, daß Vibrationszustände eine starke Dämpfung erfahren. Ihre Breite Γ wird dadurch sehr groß. Im 2. oder 3. Minimum der PES dagegen ist der Kern bei diesen Anregungsenergien relativ "kalt"; die Niveaudichte ist gering. Eine Dämpfung der Vibrationszustände durch Ankoppeln an die sehr große Zahl von Zuständen im 1. Minimum wird durch die Barriere verhindert, bzw. stark unterdrückt. Resonanzen im Spaltquerschnitt bei Energien unterhalb der Spaltbarriere können daher ein Indiz dafür sein, daß die Spaltung über Zustände im 2. oder 3. Minimum der PES verläuft. Dieses Phänomen wird anhand von Fig. 2.4 verdeutlicht.

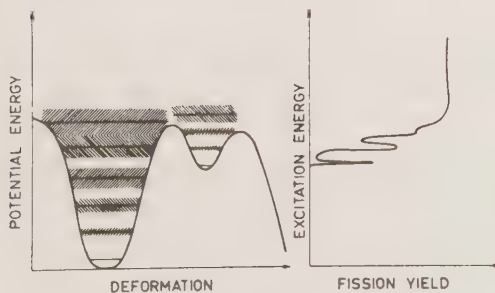


Fig. 2.4: Darstellung von Vibrationszuständen am Modell einer doppelhöckrigen Spaltbarriere (aus [Bac69]). Die Schraffur repräsentiert die Dämpfung der Vibrationszustände. Rechts ist qualitativ die entsprechende Spaltfragmentausbeute als Funktion der Anregungsenergie gezeigt.

Die Resonanzen im Wirkungsquerschnitt der $^{230,232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen gelten als besonders deutliche Beispiele für Vibrationsresonanzen [BjØ80]. Blons et al. [Blo84] untersuchten diese Reaktionen im Bereich der Spaltschwelle mit hoher Energieauflösung. Ziel ihrer Messungen war eine genaue Untersuchung der Resonanzstruktur. Fig. 2.5 zeigt die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte der $^{230}\text{Th}(n,f)$ - und $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen, wobei die besonders markante 720 keV-Resonanz ($^{230}\text{Th}(n,f)$) vergrößert herausgezeichnet wurde. Blons et al. beobachteten Strukturen in den Resonanzen, die sie jeweils auf zwei Rotationsbanden unterschiedlicher Parität zurückführten. Diese sind charakteristisch für Oktupoldeformationen.

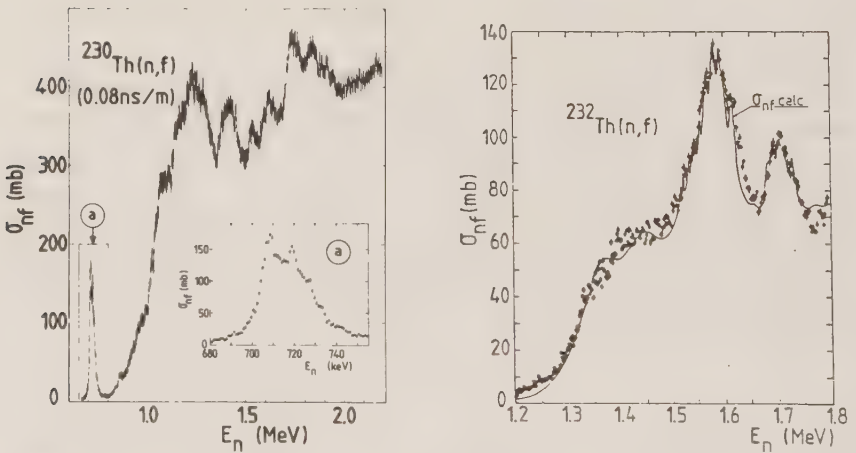


Fig. 2.5: Totale Wirkungsquerschnitte der $^{230}\text{Th}(n,f)$ - (links) und $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion (rechts) als Funktion der Neutroneneinschussenergie (aus [Blo84]). Die Feinstruktur der 720 keV-Resonanz der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion und die 1,58 MeV- bzw. 1,7 MeV-Resonanzen der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion wurden von Blons et al. [Blo84] jeweils durch zwei Rotationsbanden unterschiedlicher Parität erklärt. (vgl. Fig. 4.1 bis Fig. 4.3, Seite 80, 81 und 82)

In den beiden von Möller und Nix [Möl73] postulierten 3. Minima der PES besitzt der Compoundkern identische Quadrupoldeformationen, aber jeweils entgegengesetzte Oktupoldeformationen (birnenförmige Kerngestalten). Die Wellenfunktionen der Zustände in diesen Minima, die mit ψ_L und ψ_R bezeichnet seien, haben keine definierte Parität. Durch Linearkombination der Art

$$\psi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_L + \psi_R) \quad (2.18a)$$

$$\psi^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_L - \psi_R) \quad (2.18b)$$

können aber Wellenfunktionen mit definierter Parität (ψ^+ : $\pi = +1$; ψ^- : $\pi = -1$) konstruiert werden [Boh75]. Dabei gilt $|\psi^\pm| = 0,5$. Blons et al. schlossen in ihrer Analyse der Meßdaten auf die Existenz der 3. Minima, indem sie die Rotationsbanden positiver und negativer Parität als Zustände in diesen Minima, über die die Spaltung verlaufen soll, interpretierten.

Da die Kerne ^{230}Th und ^{232}Th den Grundzustandsspin $I_0^\pi = 0^+$ [Led78] haben, können Zustände im jeweiligen Compoundkern mit unterschiedlichen Paritäten nur angeregt werden, wenn im Eingangskanal gerade und ungerade Partialwellen beteiligt sind. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen der neutroneninduzierten Spaltung von Thorium im Bereich der Vibrationsresonanzen ist daher von Interesse, welche Beiträge die verschiedenen Partialwellen der einfallenden Neutronen in Abhängigkeit von der Einschußenergie zur Spaltung leisten. Für eine Abschätzung der Größe dieses Beitrags wurden mit Hilfe des optischen Modells Transmissionskoeffizienten berechnet. Diese geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit Partialwellen aus dem elastischen Kanal absorbiert werden und zu inelastischer Streuung, Reaktionen oder Compoundkernbildung beitragen.

Zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten wurde das Programm ATHREE [Aue78] verwendet. Darin werden zunächst Wellenfunktionen durch Lösen der Schrödinger-Gleichung mit einem realistischen Potential $V(r)$ ermittelt. Üblicherweise wird im optischen Modell ein Potential der Form

$$V(r) = V_r(r) + i W_{\text{im}}(r) + V_{\text{so}}(r, v_{\text{so}}) + V_C(R_C, r) \quad (2.19)$$

angesetzt. $V_r(r)$ ist der Realteil des Potentials, mit dem die elastische Streuung beschrieben wird. Er wird hier in der sogenannten "Woods-Saxon"-Form angegeben

$$V_r(r) = -V_0 \cdot f(r, R, a) \quad (2.20),$$

mit dem Formfaktor $f(r, R, a)$

$$f(r, R, a) = \left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)^{-1} \quad (2.21).$$

Der Imaginärteil $W_{\text{im}}(r)$ des Potentials, durch den die Absorption (hier Oberflächenabsorption) bestimmt wird, lautet:

$$W_{\text{im}}(r) = 4 a_D W_D \frac{df}{dr}(r, R_D, a_D) \quad (2.22).$$

Der Term $V_{\text{so}}(r, v_{\text{so}})$ gibt die Spin-Bahn-Wechselwirkung an. $V_C(R_C, r)$ ist das Coulomb-Potential, für das das Potential einer homogen geladenen Kugel mit dem Radius R_C verwendet wird. Die in den einzelnen Termen enthaltenen Parameter ($V_0, R, a, a_D, W_D, R_D, v_{\text{so}}, R_C$), die durch Anpassung an experimentelle Streudaten ermittelt wurden, sind der Literatur [Per76][Kor68] entnommen worden. Das Ergebnis der Rechnung ist in Fig. 2.6 dargestellt. Es zeigt, daß die geraden

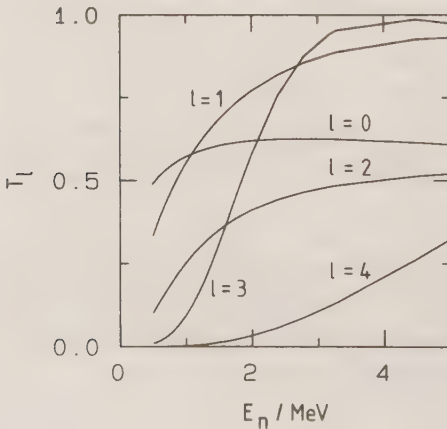


Fig. 2.6: Transmissionskoeffizienten T_l als Funktion der Neutronenenergie, berechnet mit dem Programm ATHREE [Aue78]. Die in die Rechnung eingehenden Parameter wurden der Referenz [Kor68] entnommen.

($\ell = 0, 2, \dots$) und ungeraden ($\ell = 1, 3, \dots$) Partialwellen, die im hier betrachteten Energiebereich ($E_n \geq 0,7$ MeV) für das Anregen von Zuständen unterschiedlicher Parität notwendig sind, ausreichende Anteile aus dem elastischen Kanal abzweigen und somit zur Bildung des Compoundkerns beitragen. Partialwellen mit $\ell \geq 4$ leisten im Energiebereich bis $E_n = 3$ MeV nur einen geringen Beitrag.

2.3 Winkelverteilungen von Spaltfragmenten

"Spaltkanäle" werden durch die Quantenzahlen J, K, M, π_p charakterisiert. π_p ist die Paritätsquantenzahl. Die Bedeutung der Drehimpulsquantenzahlen J, K, M wird aus Fig. 2.7 ersichtlich. J ist die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses $\vec{J}$, M seine z -Komponente im raumfesten Koordinatensystem und K seine Komponente auf der z' -Achse des körperfesten Koordinatensystems, die mit der Kernsymmetrieachse zusammenfallen soll. Der Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ setzt sich zusammen aus $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$, wobei $\vec{\ell}$ der Bahndrehimpuls ist und $\vec{I} = \vec{I}_0 + \vec{s}$ die Summe aus Targetspin $\vec{I}_0$ und Projektilspin $\vec{s}$ bedeuten. J, M und π_p sind Erhaltungsgrößen. Die Quantenzahl K hingegen ist bei der Formierung des Compound-Kerns noch nicht festgelegt, da er während dieses Prozesses viele Gestalten annehmen kann. Am Sattelpunkt wird K jedoch "eingefroren", da angenommen wird, daß der

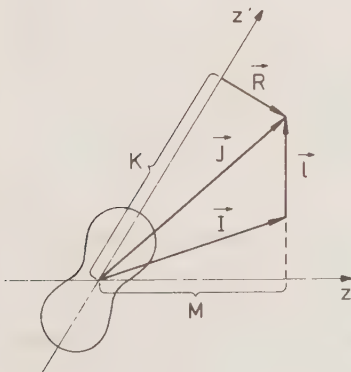


Fig. 2.7: Schematische Darstellung der Drehimpulse eines axialsymmetrisch deformierten Kerns. Der Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ setzt sich zusammen aus $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$, wobei $\vec{\ell}$ der Bahndrehimpuls ist und $\vec{I} = \vec{I}_0 + \vec{s}$ die Summe aus Targetspin und Projektilspin bedeuten. K und M sind jeweils Projektionen des Gesamtdrehimpulses $\vec{J}$ auf die z -Achsen des körperfesten bzw. raumfesten Koordinatensystems.

Kern während des Spaltprozesses seine axiale Symmetrie beibehält. Der Übergang zur Spaltung ist so schnell, daß Coriolis-Kräfte die K-Quantenzahl nicht ändern [Van73]. Die Quantenzahl K des spaltenden Kerns bleibt also erhalten.

Im folgenden soll die mathematische Beschreibung von Spaltfragmentwinkelverteilungen skizziert werden. Dazu wird die Dynamik des spaltenden Kerns verglichen mit der eines symmetrischen Kreisels, der durch Drehimpulsquantenzahlen J,K,M beschrieben wird [Whe63]. Vor der Szission wird die Symmetrieachse des Kreisels mit der Achse des Kerns in Ausdehnungsrichtung identifiziert und nach der Szission mit der Achse entlang der Trennungsrichtung der Fragmente. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Emissionsrichtung von Spaltfragmenten aus einem Spaltkanal (J,K,M) ist somit gleichzusetzen mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Symmetrieachsenausrichtung eines Kreisels mit den Quantenzahlen J,K,M. Zur Berechnung dieser Verteilung wird die stationäre Schrödinger-Gleichung aufgestellt

$$T \cdot \psi_{\mathbf{J}\mathbf{K}\mathbf{M}}(\gamma, \Theta, \Phi) = E \cdot \psi_{\mathbf{J}\mathbf{K}\mathbf{M}}(\gamma, \Theta, \Phi) \quad (2.23)$$

wobei γ, Θ, Φ die Eulerschen Winkel [Ros57] sind. Der Operator T ist für den symmetrischen Kreisel definiert als

$$T = \frac{\hbar^2}{2 \cdot I_{\parallel}} \cdot (J_x^2 + J_y^2) + \frac{\hbar^2}{2 \cdot I_{\perp}} \cdot J_z^2 \quad (2.24)$$

mit $\hbar$ - Planck'sches Wirkungsquantum
 $I_{\parallel}, I_{\perp}$ - Trägheitsmomente im Hauptachsensystem
 J_x, J_y, J_z - Komponenten des Drehimpulses im Hauptachsensystem

Die Lösung der Gleichung (2.23) ergibt die normierten Wellenfunktionen (siehe dazu [Rei26][Kro27][Wig31][Ros57])

$$\psi_{\mathbf{J}\mathbf{K}\mathbf{M}}(\gamma, \Theta, \Phi) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} \cdot D_{\mathbf{K}\mathbf{M}}^{\mathbf{J}}(\gamma, \Theta, \Phi) \quad (2.25).$$

Die sogenannte D-Funktion oder Kreiselfunktion ist definiert als

$$D_{KM}^J(\gamma, \Theta, \Phi) = e^{iM\gamma} \cdot d_{KM}^J(\Theta) \cdot e^{iK\Phi} \quad (2.26)$$

mit dem Jakobischen Polynom $d_{KM}^J(\Theta)$, das hier - einer Darstellung von Wigner [Wig31] folgend - angegeben ist

$$d_{KM}^J(\Theta) = \left[(J+M)! (J-M)! (J+K)! (J-K)! \right]^{1/2} \cdot \sum_x (-1)^x \cdot \frac{\sin^{(K-M+2x)}(\frac{1}{2}\Theta) \cdot \cos^{(2J-K+M-2x)}(\frac{1}{2}\Theta)}{(J-K-x)! (J+M-x)! (x+K-M)! x!} \quad (2.27).$$

x nimmt alle ganzzahligen positiven Werte $x=0,1,2,3,\dots$ an, für die keine der Klammern im Nenner negativ wird.

Die Energieeigenwerte des symmetrischen Kreisel sind

$$E(J,K) = \frac{\hbar^2}{2I_{||}} J(J+1) + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{I_{||}} - \frac{1}{I_{\perp}} \right) K^2 \quad (2.28).$$

Die Gleichung (2.28) zeigt, daß eine Entartung von K bezüglich des Vorzeichens und eine M -Entartung vorliegt.

Durch Quadrieren der Wellenfunktion $\psi_{JKM}(\gamma, \Theta, \Phi)$ und Integration über die Eulerwinkel γ und Φ läßt sich die Wahrscheinlichkeit dP berechnen, mit der Spaltfragmente aus einem Spaltkanal J,K,M unter einem Winkel Θ in ein Raumwinkelement $d\Omega = 2\pi \sin\Theta d\Theta$ emittiert werden [Whe63]. Es gilt

$$dP = \frac{2J+1}{4\pi} \left| d_{KM}^J(\Theta) \right|^2 2\pi \sin\Theta d\Theta \quad (2.29),$$

wobei die Normierungsbedingung $\int_0^\pi dP(\Theta) = 1$ erfüllt ist.

Um zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(\Theta, E)$ zu gelangen, wird zunächst, angelehnt an einen allgemeinen Formalismus zur Beschreibung von Reaktionsquerschnitten (siehe z.B. Blatt und Biedenharn [Bla52a]), die Reaktions-

amplitude q angegeben. Wheeler [Whe63] setzt Hittmair [Hit60] folgend q als ein Produkt von drei Faktoren an. Diese sind:

1. Der Partialwellenamplitudenanteil q_1 , der entlang der z -Achse einfallenden ebenen Welle, die durch die Wellenlänge λ , den Bahndrehimpuls ℓ und den Spin s charakterisiert ist:

$$q_1 = \sqrt{\frac{2\ell+1}{2s+1}} \pi \cdot \lambda \quad (2.30).$$

2. Das Reaktionsmatrixelement q_2 :

$$q_2 = \langle JKM | \mathbf{R} | \ell s m \mu \rangle \quad (2.31),$$

wobei J, K, M, ℓ, s die oben beschriebenen Quantenzahlen sind; m und μ sind die z -Komponenten des Bahndrehimpulses $\vec{\ell}$ bzw. der Spinquantenzahl s . $\mathbf{R}$ ist der Reaktionsoperator.

3. Der Winkelanteil der Wahrscheinlichkeitsamplitude, der gemäß Gleichung (2.29) lautet:

$$q_3 = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \cdot d_{KM}^J(\Theta) \quad (2.32).$$

Die Reaktionsamplitude q_{JKM} ist das Produkt dieser Größen:

$$q_{JKM}(\Theta) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{2s+1}} \pi \cdot \lambda \cdot \langle JKM | \mathbf{R} | \ell s m \mu \rangle \cdot \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \cdot d_{KM}^J(\Theta) \quad (2.33).$$

Dieser Ausdruck ist nur ungleich Null, wenn $M = m + \mu$ ist und wenn für die Parität π_p des Compoundkern-Zustandes (J, K, M, π_p) $\pi_p = (-1)^\ell$ gilt. Die Reaktionsamplitude q_{JKM} hängt somit auch von der Parität des Zustandes ab. Die Faktoren q_1 und q_2 sind energieabhängig. Die Parität sei im folgenden der Übersichtlichkeit halber in der Angabe der Quantenzahl J enthalten ($J \equiv J^\pi$). Summationen über J sind also Summationen über J und π_p .

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes muß unterschieden werden, ob die Reaktionsamplituden der beitragenden Spaltkanäle kohärent oder inkohärent addiert werden. Es sei D der Niveauabstand im Compoundkern, Γ die Breite der Niveaus, ΔE_n die Strahlenergieunschärfe und ρ die Niveaudichte.

Es werden drei Fälle unterschieden [Whe63]:

- | | | | |
|-----------------|-----|------------------------------|-------------------------|
| a) $D > \Gamma$ | und | $\Delta E_n < 1/\rho$ | isolierte Zustände |
| b) $D < \Gamma$ | und | $\Delta E_n > 1/\rho$ | } überlappende Zustände |
| c) $D < \Gamma$ | und | $\Delta E_n \lesssim 1/\rho$ | |

In den Fällen a) und b) werden die Amplituden inkohärent addiert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, E) = \sum_{K, M} \sum_J |q_{JKM}|^2 \quad (2.34).$$

Gelten die Bedingungen von Fall c), muß eine kohärente Addition der Amplituden durchgeführt werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, E) = \sum_{K, M} \left| \sum_J q_{JKM} \right|^2 \quad (2.35).$$

Für die weitere Betrachtung wird die Reaktionsamplitude q_{JKM} als Produkt zweier Faktoren zusammengefaßt. Es sei

$$q_{JKM} = c_{JKM}^J \cdot \omega_{KM}^J(\Theta) \quad (2.36),$$

wobei

$$\omega_{KM}^J(\Theta) = \sqrt{\frac{2J+1}{2}} \cdot d_{KM}^J(\Theta) \quad (2.37)$$

den winkelabhängigen, reellen Teil der Amplitude darstellt. Es gilt die Normierung:

$$\int_0^\pi \omega_{KM}^J(\Theta) \sin \Theta \, d\Theta = 1 \quad (2.38).$$

Der komplexe Faktor c_{JKM}^J faßt die übrigen Terme der Gleichung (2.33) zusammen:

$$c_{JKM}^J = \sqrt{\frac{2\ell+1}{2(2s+1)}} \cdot \lambda \cdot \langle JKM | R | \ell s m \mu \rangle \quad (2.39).$$

Die folgende Betrachtung soll auf die Spaltung von Kernen mit Kernspin $I_0 = 0$ mittels unpolarisierter Neutronen beschränkt sein; ein Fall, wie er bei den hier untersuchten Reaktionen $^{230}\text{Th}(n, f)$ und $^{232}\text{Th}(n, f)$ vorliegt. Die Richtung

des einfallenden Neutronenstrahls sei identisch mit der z-Achse des raumfesten Koordinatensystems. Für die z-Komponente m des Bahndrehimpulses ℓ gilt dann $m = 0$. Da der Spin des Neutrons $s = \frac{1}{2}$ ist, folgt, daß die z-Komponente M des Gesamtdrehimpulses J nur $M = +\frac{1}{2}$ oder $M = -\frac{1}{2}$ sein kann.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird zunächst für den Fall der inkohärenten Addition der Amplituden gemäß Gleichung (2.34) berechnet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, E) = \sum_{K, M} \sum_J |c_{KM}^J|^2 \cdot |\omega_{KM}^J|^2 \quad (2.40).$$

Bei unpolarisiertem Strahl treten die Zustände mit den Quantenzahlen $M = \frac{1}{2}$ und $M = -\frac{1}{2}$ mit gleicher Wahrscheinlichkeit ($P = \frac{1}{2}$) auf. Auch sind beide K-Projektionen ($\pm K$) aufgrund der Entartung gleich wahrscheinlich. Für die Koeffizienten c_{KM}^J gilt dann: $c_{K\frac{1}{2}}^J = c_{K-\frac{1}{2}}^J$ und $c_{KM}^J = c_{-KM}^J$. Die Summe in Gleichung (2.40) kann deshalb durch Einführung der Funktion $W_K^J(\Theta)$ vereinfacht werden. Diese lautet:

$$W_K^J(\Theta) = \frac{1}{4} |\omega_{K\frac{1}{2}}^J|^2 + \frac{1}{4} |\omega_{K-\frac{1}{2}}^J|^2 + \frac{1}{4} |\omega_{-K\frac{1}{2}}^J|^2 + \frac{1}{4} |\omega_{-K-\frac{1}{2}}^J|^2 \quad (2.41).$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.37) und unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften der d-Funktionen

$$|d_{\frac{1}{2}K}^J(\Theta)|^2 = |d_{-\frac{1}{2}-K}^J(\Theta)|^2 \quad \text{und} \quad |d_{-\frac{1}{2}K}^J(\Theta)|^2 = |d_{\frac{1}{2}-K}^J(\Theta)|^2 \quad (2.42)$$

folgt [Van73]:

$$W_K^J(\Theta) = \frac{2J+1}{4} \left(|d_{\frac{1}{2}K}^J(\Theta)|^2 + |d_{-\frac{1}{2}K}^J(\Theta)|^2 \right) \quad (2.43).$$

Es gilt die Normierung:

$$\int_0^\pi W_K^J(\Theta) \sin\Theta \, d\Theta = 1 \quad (2.44).$$

Durch Einführung dieser Funktion entfällt in Gleichung (2.40) die Summation über M . Die Summation über K muß nur noch über eine der beiden K-Projektionen vollzogen werden. Mit $\sigma_{JK} = 4 \cdot |c_{K\frac{1}{2}}^J|^2$ ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, E) = \sum_{J,K} \sigma_{JK}(E) \cdot W_K^J(\Theta) \quad (2.45).$$

Die Koeffizienten $\sigma_{JK}(E)$ sind in dieser Darstellung die energieabhängigen Spaltwirkungsquerschnitte der jeweiligen Compoundkern-Zustände J, K, π_p [Van73]. Die Winkelabhängigkeit wird allein durch die $W_K^J(\Theta)$ -Funktion bestimmt. Fig. 2.8 zeigt für verschiedene J, K -Werte den Verlauf dieser Funktion, die für alle möglichen J, K symmetrisch zu 90° ist. Es zeigt sich eine signifikante Abhängigkeit des Kurvenverlaufs von der K -Quantenzahl. Während die Winkelverteilungen, die durch Zerfall von $K = 1/2$ -Zuständen entstehen unter $\Theta = 0^\circ$ und 180° ihr Maximum haben, sind die durch $K \geq 3/2$ -Niveaus bestimmten Winkelverteilungen unter diesen Winkeln Null.

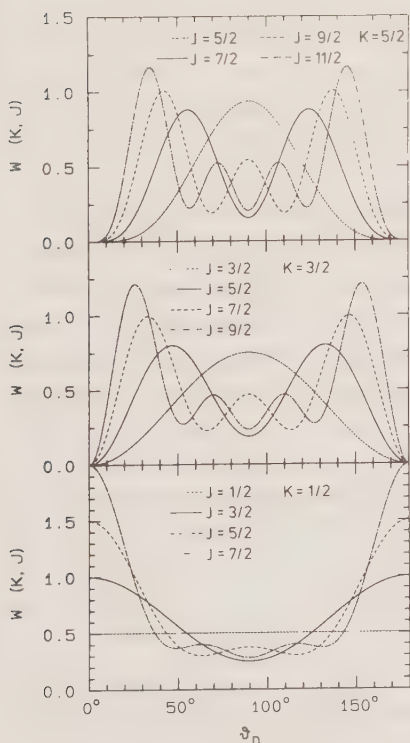


Fig. 2.8: Theoretische Winkelverteilungen, berechnet für verschiedene Werte von K und J .

Die Gestalt von experimentell bestimmten Winkelverteilungen ist nach Gleichung (2.45) somit durch eine Überlagerung der durch die Quantenzahlen J und K bestimmten $W_K^J(\Theta)$ -Funktionen zu beschreiben. Eine Anpassung von Gleichung (2.45) an gemessene Winkelverteilungen zur direkten Bestimmung der Koeffizienten $\sigma_{JK}(E)$ ist aber mathematisch gesehen nicht möglich, da die $W_K^J(\Theta)$ -Funktionen linear abhängig sind. Lamphere [Lam62] hat gezeigt, daß die $W_K^J(\Theta)$ durch eine Entwicklung von Legendre-Polynomen beschrieben werden können:

$$W_K^J(\Theta) = \frac{1}{2} (-1)^{K+\frac{1}{2}} \sum_x (JJ-KK|x0) \bar{Z}(\ell J \ell J, \frac{1}{2}x) P_x(\cos\Theta) \quad (2.46),$$

wobei $(JJ-KK|x0)$ Clebsch-Gordon-Vektorkopplungskoeffizienten [Bri68], $\bar{Z}(\ell J \ell J, \frac{1}{2}x)$ die in [Bla52a] beschriebenen $\bar{Z}$ -Koeffizienten und $P_x(\cos\Theta)$ Legendre-Polynome sind. Für $K = \frac{1}{2}$ und $J = \frac{3}{2}$ ergibt sich zum Beispiel die einfache Beziehung $W_K^J(\Theta) = 0,5 \cdot P_0(\cos\Theta) + 0,5 \cdot P_2(\cos\Theta)$. Zur Beschreibung der $W_K^J(\Theta)$ -Funktionen bis $K = \frac{7}{2}$ und $J = \frac{7}{2}$ werden Legendre-Polynome bis $x = 6$ benötigt. Für höhere Werte von K und J sind jedoch mehr Entwicklungsterme zu berücksichtigen.

Die lineare Abhängigkeit der $W_K^J(\Theta)$ -Funktionen erlaubt demnach keine eindeutige Bestimmung der σ_{JK} -Werte. Um dennoch quantitative und physikalisch relevante Aussagen über Anteile der am Spaltprozeß beteiligten Zustände - und damit über die Struktur der Spaltbarriere - vornehmen zu können, müssen weitere, den Spaltprozeß betreffende, modellabhängige Annahmen über die Spaltwirkungsquerschnitte $\sigma_{JK}(E)$ gemacht werden. Darauf wird in Kap. 6 noch näher eingegangen.

Im Fall der kohärenten Addition der Reaktionsamplituden ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung (2.35) bis (2.37) zu

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, E) &= \sum_{K,M} \left| \sum_J c_{KM}^J \cdot \omega_{KM}^J \right|^2 \\ &= \sum_{K,M} \left(\sum_{J,J'} c_{KM}^J c_{KM}^{J'*} \cdot \omega_{KM}^J \omega_{KM}^{J'} \right) \end{aligned} \quad (2.47).$$

Unter Ausnutzung der oben eingeführten Größen ergibt sich analog zur Herleitung von Gleichung (2.45):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, E) = \sum_{J, K} \sigma_{JK}(E) \cdot W_K^J(\Theta) + \sum_{\substack{J, J' \\ J \neq J' \\ K}} \left(\frac{1}{4} \sqrt{\sigma_{JK} \sigma_{J'K}} \cdot \left(\sum_M \cos \varphi_{JJ'}^{KM} \left(\omega_{KM}^J \omega_{KM}^{J'} \right) \right) \right) \quad (2.48).$$

Ein Vergleich mit Gleichung (2.45) zeigt, daß Gleichung (2.48) aufgrund der kohärenten Überlagerung zusätzliche Terme enthält. Diese Interferenzterme enthalten die relativen Phasen $\varphi_{JJ'}^{KM} = \varphi_J^{KM} - \varphi_{J'}^{KM}$ der beteiligten komplexen Amplituden q , wobei die Koeffizienten c_{KM}^J in der Form $c = r \cdot e^{i\varphi}$ parametrisiert sind. Wenn Zustände mit unterschiedlichen Paritäten am Spaltprozeß beteiligt sind, bewirken die Interferenzterme unter Umständen eine Asymmetrie der Winkelverteilung um 90° .

Aus diesen Betrachtungen folgt, daß durch Messung und Analyse von Spaltfragmentwinkelverteilungen der $^{232,230}\text{Th}(n, f)$ -Reaktionen experimentelle Hinweise auf die mögliche Existenz der 3. Minima in der Potentialfläche von Thorium gegeben werden können. Dabei ist der Symmetriecharakter der Winkelverteilungen von besonderem Interesse. Die berechnete Struktur der Potentialfläche und die ausgeprägten Resonanzen im Wirkungsquerschnitt werfen die Frage auf, ob die Interferenz der Reaktionsamplituden aufgrund der geringen Zustandsdichte im Bereich der Vibrationsresonanzen einen merklichen Einfluß auf die Gestalt der Winkelverteilung, d.h. eine mögliche Asymmetrie bezüglich des Winkels 90° , ausübt. Da die Fragmente nach der Spaltung diametral auseinanderfliegen, werden Winkelverteilungen immer symmetrisch zu 90° sein, wenn beide Fragmente nicht unterscheidbar sind. Für jede Vorwärts-Richtung ist die entsprechende Rückwärts-Richtung gleichberechtigt [Hit60]. Werden aber schwere und leichte Spaltfragmente voneinander unterschieden, ist die Beobachtung von Asymmetrien im Prinzip möglich.

Neben der Unterscheidung von schweren und leichten Spaltfragmenten muß zur Beobachtbarkeit einer möglichen Asymmetrie eine weitere Voraussetzung

erfüllt sein: es dürfen nur wenig nahe beieinanderliegende Zustände unterschiedlicher Parität im Compoundkern angeregt werden [Whe63]. Im Bereich der Vibrationsresonanzen liegen solche Voraussetzungen unter Umständen vor. Die Breite der Resonanzen beträgt etwa 30-50 keV. Um also das Symmetrieverhalten von Winkelverteilungen studieren zu können, sind die folgende wichtigen Anforderungen an den experimentellen Aufbau zu stellen. Er muß 1. die Möglichkeit bieten, zwischen schweren und leichten Fragmenten unterscheiden zu können und 2. darf die Energieverteilung des einfallenden Neutronenstrahls nur wenige Zustände ($\Delta E_n = 30-50$ keV) überlappen.

3. Experimenteller Aufbau

Der Wirkungsquerschnitt neutroneninduzierter Spaltung von ^{230}Th bzw. ^{232}Th im Bereich der Vibrationsresonanzen ($E_n = 0,7 - 2,0 \text{ MeV}$, $\sigma_f = 100 - 150 \text{ mb}$, [Blo84]) ist im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen (Spaltreaktion in Kernreaktoren, $\sigma_f = 580 \text{ b}$) ca. 5000 mal kleiner. Um Messungen von Winkelverteilungen der Reaktionen $^{230}\text{Th}(n,f)$ und $^{232}\text{Th}(n,f)$ im Neutronenenergiebereich 0,7 bis 3,3 MeV in möglichst kurzer Meßzeit mit statistisch ausreichender Reaktionsausbeute durchzuführen, sind a) eine Quelle für schnelle Neutronen mit hohem Fluß und b) Detektoren für Spaltfragmente mit großem Raumwinkel erforderlich, die den Winkelbereich 0° bis 180° gut abdecken. Zur detaillierten Untersuchung der Resonanzen soll eine gute Energieauflösung ($\Delta E_n \approx 30 \text{ keV}$) gegeben sein und zwischen schweren und leichten Spaltfragmenten unterschieden werden können. Der experimentelle Aufbau muß diese Anforderungen erfüllen.

Die Produktion von schnellen Neutronen kann nur mittels Kernreaktionen an Teilchenbeschleunigern erfolgen. Für den gewünschten Energiebereich wurde die $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ Kernreaktion aufgrund ihres Q-Wertes ($-1,644 \text{ MeV}$) und des hohen differentiellen Wirkungsquerschnitts [Lis75] zur Neutronenproduktion ausgewählt. Die Messungen wurden am 4 MV Tandem Beschleuniger des Bochumer Dynamitron Tandem Laboratoriums (DTL) durchgeführt. Er bietet mit einem Protonenstrahl der Energieunschärfe $\Delta E_p = 1,5 \text{ keV}$ und Stromstärken bis zu $I_p = 100 \text{ }\mu\text{A}$ [Bla74] gute Voraussetzungen zur Erzeugung eines Neutronenstrahls mit hohem Fluß und ausreichender Energieauflösung.

Die mittleren Geschwindigkeiten der leichten (v_l) und der schweren Fragmentgruppe (v_h) der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion unterscheiden sich deutlich. Bei $E_n = 3 \text{ MeV}$ betragen sie z.B. $v_h = 0,93 \text{ cm/ns}$ bzw. $v_l = 1,43 \text{ cm/ns}$ mit Standardabweichungen von $\sigma_h = 0,09 \text{ cm/ns}$ bzw. $\sigma_l = 0,08 \text{ cm/ns}$ [Bri87][Kie87]. Die Trennung in schwere und leichte Gruppe geschah deshalb über die Messung der Flugzeit der Fragmente, wozu Detektoren mit guter Zeitauflösung verwendet wurden. Fig. 3.1 zeigt eine Übersichtsskizze der experimentellen Anordnung.

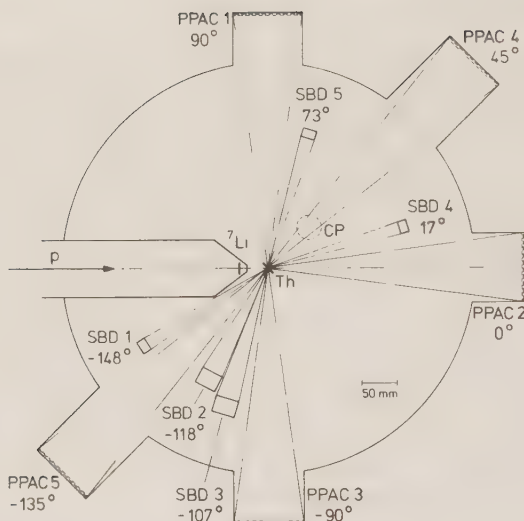


Fig. 3.1: Skizze des experimentellen Aufbaus zur Messung neutroneninduzierter Spaltung von Thorium. Das neutronenproduzierende ^7Li -Target ist vakuummäßig von der Spaltkammer getrennt. 5 Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD), 5 orts-empfindliche Parallelplattenlawinendetektoren (PPAC) und der Channelplate-Start-detektor (CP) dienen zum Nachweis der Spaltfragmente.

Die durch Spaltfragmente im Th-Target ausgelösten Sekundärelektronen lieferten unmittelbar über einen Channelplate-Startdetektor (CP) das Signal für eine absolute Flugzeitmessung. Als Stopdetektoren dienten 5 Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD) und 5 großflächige, orts-empfindliche Parallelplattenlawinendetektoren (PPAC). In den folgenden Unterkapiteln wird auf die einzelnen Elemente der experimentellen Anordnung und die Datenerfassung eingegangen.

3.1 Neutronenquelle

Von den in Tabelle 3.1 aufgeführten Standardreaktionen [Cop67][Bro60] zur Erzeugung schneller Neutronen wurde die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion als Neutronenquelle aus folgenden Gründen ausgewählt. 1.) Der gewünschte Neutronenenergiebereich von 0,7 - 3,3 MeV ist aufgrund des Q-Wertes der Reaktion kinematisch gut zugänglich. 2.) Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion ist ausreichend zur Erzeugung des notwendigen hohen Neutronenflusses. Und 3.) ist Lithium als Targetmaterial experimentiertechnisch wesentlich einfacher zu handhaben als das radioaktive Tritium, das bei der ebenfalls als Neutronenquelle in Frage kommenden $\text{T}(p,n){}^3\text{He}$ - Reaktion als Target verwendet wird.

Tabelle 3.1: Standardreaktionen zur Erzeugung schneller Neutronen [Cop67].
Neben dem mittleren gewichteten Wert des Wirkungsquerschnitts ist der Bereich, über den gemittelt wurde, angegeben.

Reaktion	Q-Wert MeV	Projektilenergiebereich für $E_n = 0,7 - 3,3 \text{ MeV}$	$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} (0^\circ) \rangle$ mb/sr
$\text{T}(p,n){}^3\text{He}$	-0,764	1,5 - 4,1 MeV	85 (50 ... 110)
$\text{D}(d,n){}^3\text{He}$	3,268	÷ *)	÷
$\text{T}(d,n){}^4\text{He}$	17,588	÷ *)	÷
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	-1,644	2,4 - 5,0 MeV	59 (38 ... 104)
${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$	5,704	÷ *)	÷

*) Aufgrund des hohen Q-Wertes ist der gewünschte Neutronenenergiebereich nicht zugänglich.

Zunächst mußte in einer Vorüberlegung geklärt werden, welche Meßtechnik zur Untersuchung der Spaltreaktion in Hinblick auf die unterschiedlichen Neutronenenergien gewählt werden sollte. Grundsätzlich kann die Messung von Anregungsfunktionen neutroneninduzierter Kernreaktionen entweder punktuell bei diskreten Energien einer monoenergetischen Quelle erfolgen, oder es kann durch

Verwendung einer Neutronenquelle mit kontinuierlicher Energieverteilung [Bau83a] [Bau85][Bau86] mit einer einzigen Messung der gewünschte Energiebereich abgedeckt werden, wobei die Energie jedes eine Reaktion induzierenden Neutrons gemessen wird.

Bei Verwendung von dicken Targets werden aufgrund der Abbremsung der Projektile im Target Neutronen mit kontinuierlicher Energieverteilung erzeugt. In Fig. 3.2 ist ein möglicher Versuchsaufbau zur Messung von Spaltquerschnitten unter Verwendung eines Neutronenstrahls mit kontinuierlicher Energieverteilung skizziert.

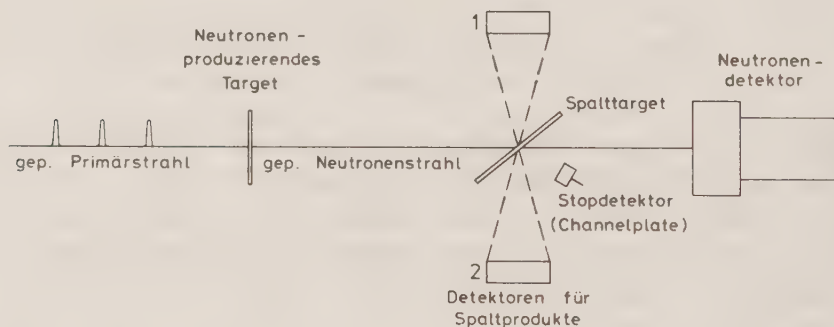


Fig. 3.2: Skizze eines Versuchsaufbaus zur Messung einer Anregungsfunktion neutroneninduzierter Spaltung bei Verwendung eines Neutronenstrahls mit kontinuierlicher Energieverteilung.

Die am neutronenproduzierenden Target erzeugten Neutronen gelangen über eine Flugstrecke s_n zum Spalttarget. Die Energie E_n jedes eine Spaltung induzierenden Neutrons wird über die Flugzeit $t_n(s_n)$ bestimmt. Dazu muß der Primärstrahl gepulst werden, so daß die Zeitpunkte der Neutronenproduktion durch Auftreffen der Primärstrahlpulse auf das neutronenproduzierende Target markiert sind. Der Stopdetektor (Channelplate) am Spalttarget legt den Stop der Neutronenflugzeitmessung und gleichzeitig den Start einer Spaltfragmentflugzeitmessung

fest. Zur Ermittlung von absoluten Spaltwirkungsquerschnitten muß das Energiespektrum des einfallenden Neutronenstrahls bekannt sein. Dieses wird mittels eines Neutronendetektors gemessen.

Die für die Untersuchung der Spaltwinkelverteilung notwendige kleine Energieunschärfe ΔE_n setzt eine gute Zeitauflösung Δt des experimentellen Aufbaus (Zeitauflösung der Pulsung und Zeitauflösung des Channelplates) voraus. Es gilt

$$|\Delta E_n| = \frac{m_n \cdot s_n^2}{t_n^3} \cdot \Delta t \quad (3.1)$$

wobei m_n die Masse des Neutrons bedeutet. Um bei gegebener Zeitauflösung Δt_n und Neutronenenergie E_n eine Energieunschärfe ΔE_n zu erreichen, muß eine Flugstrecke von mindestens

$$s_n = \frac{(2 \cdot E_n)^{3/2}}{\sqrt{m_n}} \cdot \frac{\Delta t_n}{|\Delta E_n|} \quad (3.2)$$

gewählt werden. Am Bochumer Beschleuniger ist bei einer Energie von $E_n = 1,7$ MeV eine Zeitauflösung der Strahlpulse $\Delta t \approx 1$ ns möglich [Dom87a]. Für eine gewünschte Strahlenenergieunschärfe von $\Delta E_n \approx 30$ keV wäre dann eine Flugstrecke von $s_n = 2$ m notwendig. Eine große Distanz zwischen neutronenproduzierendem Target und Spalttarget reduziert den Neutronenfluß jedoch erheblich; zumal durch Verwendung eines gepulsten Primärstrahles der maximale ungepulste Strahlstrom von $I_p = 100$ μ A auf 15 μ A reduziert wird [Dom87a]. Deshalb wurde die Verwendung einer Neutronenquelle mit kontinuierlicher Energieverteilung verworfen und ein monoenergetischer Neutronenstrahl als Neutronenquelle bevorzugt.

Die ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion ist bei Verwendung von dünnen Targets als monoenergetische Neutronenquelle geeignet. Die Energieunschärfe des monoenergetischen Neutronenstrahls ΔE_n wird a) durch die Protonenenergieunschärfe ΔE_p und b) durch die Targetdicke - bedingt durch den Energieverlust der Protonen in Lithium - bestimmt. Der Bochumer Beschleuniger besitzt eine Energieunschärfe für Protonen von $\Delta E_p = 1,5$ keV [Bla74]. Die bestimmende Größe für die Neutronenstrahlunschärfe ist also die Targetdicke. Da einerseits mit maximalem Neutronenfluß experimentiert werden mußte, andererseits aber die Neutronenstrahlunschärfe einen

Wert von $\Delta E_n \approx 30$ keV nicht überschreiten sollte, war die Targetdicke auf $\Delta x_{Li} \approx 100 - 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ festgelegt. In Kap. 4 werden die bei den Messungen verwendeten Targets aufgeführt.

Für die Messung von Winkelverteilungen der $^{230,232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen bei ausgewählten Energien war eine genaue Kenntnis der Neutronenenergie notwendig. Da diese über die Reaktionskinematik festgelegt war, mußte die Energie des primären Protonenstrahls genau bekannt sein. Zu den Standardverfahren der Beschleuniger-Kalibrierung gehört das Vermessen der Neutronenschwelle der $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion ($E_{p,\text{thr}} = 1,8811$ MeV) [Mar63]. Ohne eine aufwendige Veränderung des experimentellen Aufbaus konnte somit das neutronenproduzierende ^7Li -Target gleichzeitig zur genauen Energiekalibrierung des Neutronenstrahls verwendet werden (vgl. Kap. 3.1.2).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion (Fig. 3.3) ist für den hier interessierenden Energiebereich $E_p = 2,4 - 5$ MeV gut bekannt. Die empfohlenen Werte von Liskien und Paulsen [Lis75] gelten als Standard für den Wirkungsquerschnitt. Ab 2,37 MeV Protonenenergie entsteht eine zweite Neutronengruppe, da der ^7Be -Restkern in seinem ersten angeregten Zustand ($E^* = 431$ keV) zurückgelassen werden kann. Der Anteil dieser Neutronengruppe ist für den hier interessierenden Energiebereich größtenteils kleiner als 10 %. Die Winkelverteilung der Neutronen zeigt, daß bei allen Protonenenergien unter 0° die höchste Ausbeute zu erwarten ist. Eine Berechnung des Flusses und der Energieverteilung der Neutronenquelle für die hier benutzte experimentelle Anordnung ist aufgrund der vorliegenden Literaturdaten recht genau möglich (siehe Anhang A).

Als Targetmaterial wurde metallisches Lithium verwendet, das auf den Boden eines als Beamstop dienenden Aluminiumbeckers (siehe unten) gedampft wurde. Der für die Neutronenproduktion maßgebliche ^7Li -Anteil des natürlichen Lithium-Isotopengemischs beträgt 92,5 %. Das chemisch sehr aktive metallische Lithium wurde trotz der damit verbundenen experimentiertechnischen Probleme der stabilen chemischen Verbindung LiF vorgezogen, da LiF -Targets bei gleicher Massenbelegung wegen des Fluorid-Anteils eine wesentlich geringere Neutronenausbeute ($\Phi_{Li}/\Phi_{LiF} = 3,6$) liefern. Ein Ausgleich durch Erhöhung der Massenbele-

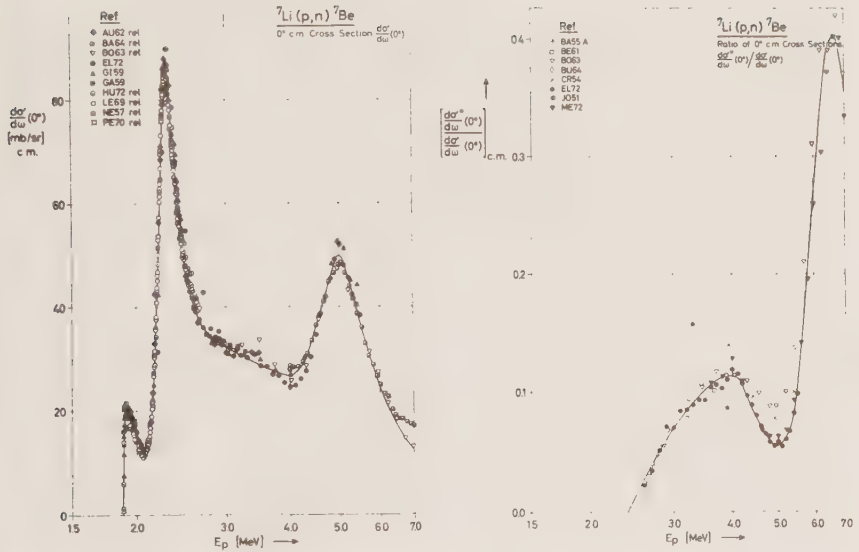


Fig. 3.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion im Schwerpunktsystem unter 0° (aus [Lis75]). Links: Experimentelle Daten und empfohlener Wert der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion. Rechts: Verhältnis der 0° -Wirkungsquerschnitte der Reaktionen ${}^7\text{Li}(p,n_1){}^7\text{Be}^*$ und ${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$.

gung verschlechtert die Energieauflösung des Neutronenstrahls ($\Delta E_{\text{LiF}}/\Delta E_{\text{Li}} = 3,3$) [Lüt84]. Metallisches Lithium ist sehr stark hygroskopisch und reagiert bereits mit kleinsten Mengen Wasser (Luftfeuchtigkeit), wobei die chemische Verbindung LiOH entsteht. Ein solches Target wäre wegen der unerwünschten Erhöhung der Massenbelegung unbrauchbar. Die Herstellung der Li-Targets sowie deren Transport und Einbau im Experiment erforderten daher große Sorgfalt, um chemische Reaktionen des Lithiums zu vermeiden [Dom87b][Gib60].

Um einen maximalen Neutronenfluß durch das Th-Spalttarget zu erzielen, wurde 1.) ein maximaler Protonenstrom ($I_{\text{max}} = 75 \mu\text{A}$) auf das neutronenprodu-

zierende, dünne Li-Target geschossen und 2.) dieses Target so nah wie möglich am Th-Target plaziert. Da das Th-Target nicht von Protonen getroffen, sondern nur von Neutronen bestrahlt werden soll, mußte das Li-Target aufgrund der engen Geometrie und der Notwendigkeit einer Wasserkühlung (siehe unten) gleichzeitig als Strahlauffänger (Beamstop) dienen. Bei $E_p = 5$ MeV und maximalem Strom von $I_{\max} = 75 \mu\text{A}$ wird dort eine Leistung von $P = 375$ W deponiert, was eine Aufheizung des Targets bewirkt. Da Lithium eine relativ geringe Schmelztemperatur von $180,5^\circ\text{C}$ hat, wurde zur Gewährleistung der Stabilität des Targets bei Strahlbelastung ein wassergekühltes Hochstromtarget konstruiert [Lüt84] (Fig. 3.4) und eingesetzt.

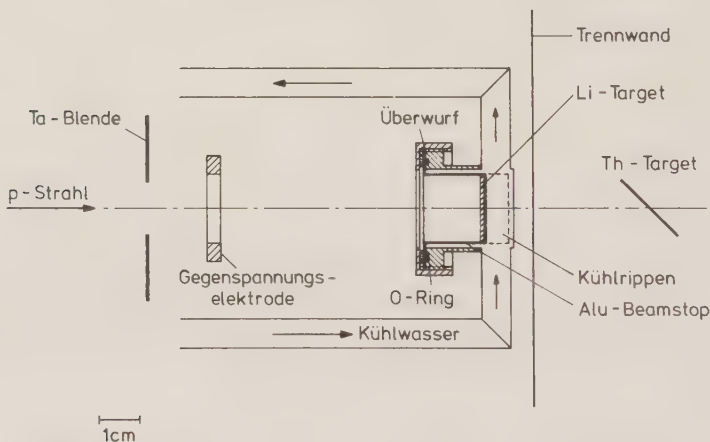


Fig. 3.4: Aufbau des wassergekühlten Lithium-Hochstromtargets. Der austauschbare "hutförmige" Aluminium-Beamstop, dessen Innenfläche mit Lithium bedampft wird, besitzt Kühlrippen, an denen das Kühlwasser vorbeiströmt. Spaltkammer und Neutronentarget sind durch eine Stahlwand vakuummäßig getrennt (siehe auch Fig. 3.1).

Li-Metallschichten gewünschter Dicke wurden auf den Boden von gereinigten Aluminium-"Hütchen" gedampft, die als wassergekühlte Strahlauffänger in einer vakuumdichten Halterung installiert wurden. Auf der Rückseite der "Hütchen" befanden sich Kühlrippen zur Effektivierung der Kühlleistung.

Um zu gewährleisten, daß die Gleichgewichtstemperatur des Li-Targets unterhalb des Schmelzpunktes von Lithium liegt, ist es notwendig, den Protonenstrahl bei hohen Strahlleistungen zusätzlich zur Wasserkühlung großflächig aufzuweiten. Eine großflächige Ausleuchtung des Targets wurde bei einem Teil der Experimente – im folgenden Meßreihe A genannt – durch ein Aufweiten des Strahlfleckes ($\varnothing$ 16 mm), bei einem anderen Teil – im folgenden Meßreihe B genannt – mittels Wedeln eines fokussierten Strahls ($\varnothing$ 1 mm) über die Targetfläche (8 mm $\times$ 8 mm) erreicht. Wärmetransportrechnungen mit einfachen Annahmen [Lüt84] für das in Fig. 3.4 gezeigte Hochstromtarget verdeutlichen den Zusammenhang von Strahlflecktemperatur und Strahlfleckradius (Fig. 3.5). Es zeigte sich, daß durch eine Strahlaufweitung die Temperatur im Strahlfleck gemindert wird. Experimente mit einem durch Blenden auf definierte Radien ($r = 1$ mm, 1,5 mm, 3 mm) begrenzten Protonenstrahl hoher Stromstärke zeigen nach wenigen Minuten eine Abnahme des Neutronenflusses aufgrund der Zerstörung des Li-Targets. Bei den Spaltexperimenten wurde daher der Protonenstrahl zunächst auf einen definierten Durchmesser von $\varnothing = 16$ mm defokussiert. Eine Abnahme des Neutronenflusses konnte bei einer Bestrahlungsdauer von $t \approx 100$ h nicht festgestellt werden.

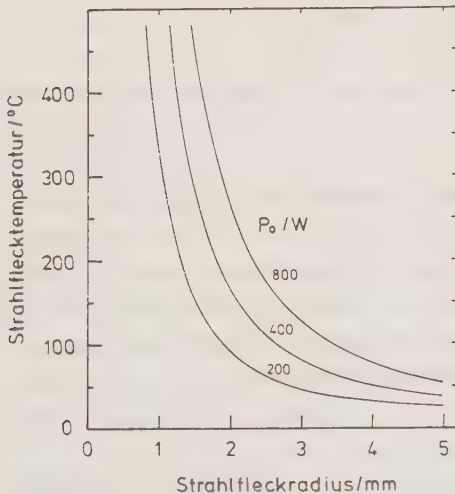


Fig. 3.5:

Strahlflecktemperatur bei einem 1 mm dicken Al-Beamstop in Abhängigkeit vom Strahlfleckradius für verschiedene Strahlleistungen P_0 (aus [Lüt84]).

Die gesamte Li-Targetkonstruktion war vom eigentlichen Spaltexperiment vakuummäßig getrennt, um eine separate Montage von Neutronenquelle und Spaltexperiment zu ermöglichen. Die Konstruktion der Neutronenquelle (Fig. 3.4) zeigt, daß die Neutronen 1 mm Aluminium, 5 mm Kühlwasser und insgesamt 2 mm Stahlblech durchdringen müssen bevor sie das Spalttarget erreichen. Eine Abschätzung der Neutronenabsorption ergab, daß eine Flußminderung bis zu 25 % in Kauf genommen werden muß (vgl. Tabelle A2 in Anhang A). Eine Moderation der Neutronen kann vernachlässigt werden, denn nur ca. 0,2 % aller gestreuten - und damit in ihrer Energie veränderten - Neutronen gelangen zum Spalttarget. Auf die Absorption und Moderation der Neutronen wird im Anhang A dieser Arbeit näher eingegangen.

Zur Erlangung eines hohen Neutronenflusses war neben der Bestrahlung des Li-Targets mit maximalem Protonenstrom auch ein minimaler Abstand zum Spalttarget notwendig. Das Spalttarget ($\varnothing$ 20 mm) wurde in einer Entfernung von nur 42 mm zum neutronenproduzierenden Li-Target im Winkel von 45° platziert (siehe Fig. 3.4).

Diese enge Geometrie mit 1.) ausgedehnter Neutronenquelle ($\varnothing$ 16 mm), 2.) großem Spalttarget ($\varnothing$ = 13 - 20 mm) und 3.) geringem Abstand hatte eine breite Winkelstreuung $\Delta\Theta_n$ der auf das Spalttarget einfallenden Neutronen und damit eine große Varianz der Winkel der Spaltfragmente zur Folge. Dies wird in Fig. 3.6 verdeutlicht.

Die Winkelstreuung $\Delta\Theta_n$, sowie Neutronenenergieverteilung und -fluß wurden für den vorliegenden experimentellen Aufbau mittels eines Monte-Carlo-Simulationsprogramms (LI7PN), das in Anhang A näher erläutert wird, berechnet. Grundlage der Rechnungen sind die in der Literatur angegebenen Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts der ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion [Lis75], die Reaktionskinematik, sowie die Energieverlust- und Reichweitedaten für Protonen in Lithium [And77].

Die Monte-Carlo-Rechnung beruht darauf, Wechselwirkungsprozesse einzelner Protonen im Target mit Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen zu verfolgen. Aus dem

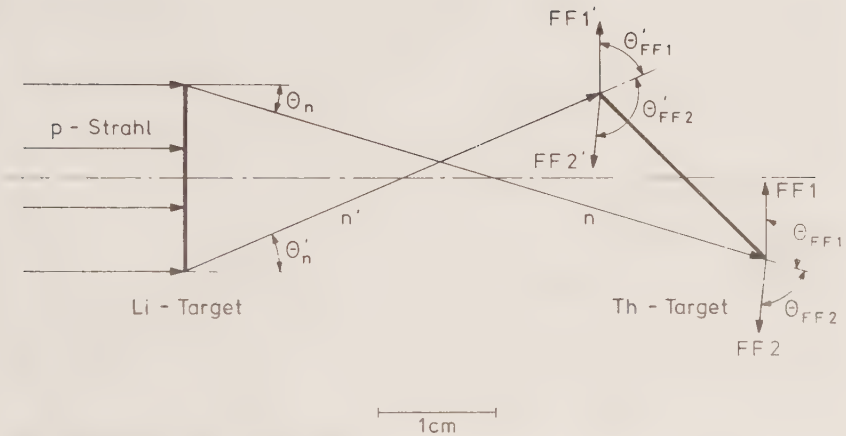


Fig. 3.6: Die enge Geometrie von Li-Target und Th-Target führt zu einer großen Varianz der Winkel Θ_n und Θ_{FF} . Beispielhaft sind Richtungen zweier, eine Spaltung induzierende Neutronen (n, n') eingezeichnet. Die in die gleiche Richtung emittierten Spaltfragmente $FF2$ und $FF2'$ haben unterschiedliche Emissionswinkel Θ_{FF2} und Θ'_{FF2} bezüglich der Neutronenrichtungen.

Ort ($\vec{r}_n$) der Entstehung eines Neutrons und dem Ort des Eindringens in das Spalttarget ($\vec{r}_{Th}$) kann z.B. der Polarwinkel Θ_n dieses Neutrons bezogen auf die Strahlachse berechnet werden. Aus der Betrachtung einer großen Zahl von Reaktionsprozessen können schließlich Spektren der berechneten Parameter (Neutronenenergie, Emissionswinkel) aufgebaut werden. Fig. 3.7 zeigt ein Spektrum der Neutronenemissionswinkel Θ_n bei $E_p = 3,326$ MeV. Der Schwerpunkt und die Standardabweichung der Verteilung werden - wie die Angabe aller Mittelwerte und Standardabweichungen in dieser Arbeit (falls nicht anders vermerkt) - nach der Momentenmethode [Bro74] ermittelt. Daraus ergibt sich ein mittlerer Winkel von $\bar{\Theta}_n = (10,5 \pm 5,0)^\circ$. Betrachtet man die Projektion aller Neutronenrichtungen ($\vec{r}_{Th} - \vec{r}_n$) auf die Reaktionsebene, die durch den Mittelpunkt des Targets und die Spaltfragmentdetektoren aufgespannt wird, so ist der mittlere Winkel dieser projizierten Strecken bezogen auf die Strahlachse $\gamma_n = (2,0 \pm 7,4)^\circ$. Durch die

Schrägstellung des Spalttargets ist die Richtung des Neutronenstrahls um einen Winkel von $2,0^\circ$ bezüglich der Achse, deren Lage durch den Protonenstrahl gegeben ist, geneigt. Die Varianz dieses Winkels schlägt sich in einer großen Varianz des Spaltfragmentwinkels nieder.

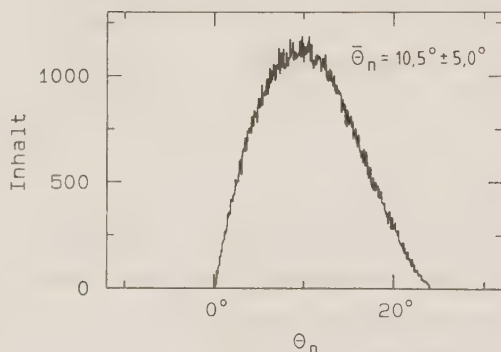
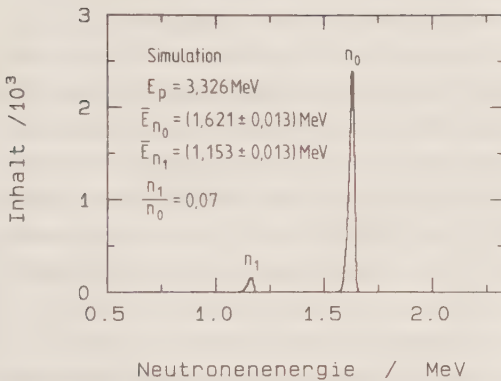


Fig. 3.7: Berechnetes Spektrum des Neutronenemissionswinkels Θ_n (Winkel bezüglich der Strahlachse) der in Fig. 3.6 gezeigten Targetgeometrie bei $E_p = 3,326$ MeV. Angegeben ist der Schwerpunkt und die Standardabweichung der Verteilung (Momentenmethode).

Aus den Monte-Carlo-Berechnungen der Neutronenquelle resultieren des weiteren das Energiespektrum der auf das Spalttarget einfallenden Neutronen. Fig. 3.8 zeigt die mit n_0 und n_1 bei $E_p = 3,326$ MeV gekennzeichneten Neutronengruppen der ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion. Das Verhältnis $n_1/n_0 = 0,07$ weist darauf hin, daß der Hauptanteil des Neutronenstrahls aus Neutronen der n_0 -Gruppe besteht; diese besitzt eine mittlere Energie von $\bar{E}_n = 1,621$ MeV. Die Energieunsicherheit $\Delta E_n = 32$ keV (Halbwertsbreite der Energieverteilung) entspricht den experimentellen Anforderungen. Es wurde berechnet, daß bei einem Protonenstrom von $I_p = 75 \mu\text{A}$ ein Neutronenfluß von $\Phi_n \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ auf das Spalttarget fällt. Tabelle 4.4 in Kap. 4.2 (Seite 83) und Tabelle A2 im Anhang A (Seite 148) dieser Arbeit zeigen zusammenfassend die berechneten Daten des für die $\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen verwendeten Neutronenstrahls bei verschiedenen Energien und Geometrien.

**Fig. 3.8:**

Berechnetes Energiespektrum der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion bei $E_p = 3.326$ MeV. Angegeben sind die Schwerpunkte und Standardabweichungen der n_0 - und n_1 -Energieverteilungen. Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite der n_0 betragen $\Delta E_{FWHM} = 32$ keV und $\Delta E_{FW1/10M} = 53$ keV.

Um genaue Aussagen über die Neutroneneinflusswinkel von Spaltereignissen machen zu können, war es notwendig, für jede registrierte Spaltung den Ort der Neutronenproduktion ($\vec{r}_n$) und den Ort der Spaltung ($\vec{r}_{Th}$) zu messen.

Die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Experimente zur Th(n,f)-Reaktion wurden - wie bereits angedeutet - auf zwei Arten durchgeführt. 1.) Ohne Ortsmessung von Neutronenproduktion und Spaltung (Meßreihe A) mit aufgeweitetem Protonenstrahl (Strahlfleck $\varnothing$ 16 mm) und 2.) mit Ortsmessung (Meßreihe B). Bei der Meßreihe B wurde der scharf fokussierte Protonenstrahl (Strahlfleck $\varnothing$ 1 mm) zur notwendigen Temperaturreduzierung großflächig über das Target gewedelt. Dies geschah mit definierter periodischer Auslenkung, so daß eine quantitative Aussage über den Ort des Strahlflecks auf dem Target jederzeit möglich war. Die experimentelle Anordnung zur Messung des Ortes der Neutronenproduktion wird in Kap. 3.1.1 und die zur Messung des Spaltortes in Kap. 3.2.1 näher erläutert.

3.1.1 Ortsmessung der Neutronenproduktion

Die Bestimmung des Neutroneneinfallswinkels erfordert die Ortskenntnis sowohl der Spaltung als auch die der Erzeugung des die Spaltung induzierenden Neutrons. Bei hohen Strahlströmen muß der Protonenstrahl zur Verteilung der Strahlleistung das neutronenproduzierende Li-Target großflächig ausleuchten. Der Ort der Neutronenproduktion auf dem Target kann nur mit der Genauigkeit der Strahlfleckgröße angegeben werden. Bei Verwendung eines aufgeweiteten Protonenstrahls (≈ 16 mm) ist daher eine genaue Ortsbestimmung nicht möglich. Wird dagegen ein fokussierter Protonenstrahl (≈ 1 mm) großflächig mit definierter, messbarer Auslenkung ($x(t)$, $y(t)$) periodisch über das Target gewedelt, ist die Lokalisierung der Neutronenproduktion mit genügender Genauigkeit möglich. Der Strahl passiert zu diesem Zweck nacheinander zwei magnetische Wechselfelder ($B_x(t)$, $B_y(t)$), deren Feldlinien senkrecht zum Strahl und zueinander stehen. Die Auslenkung der Protonenflugbahn aus der Strahlachse, die ein monoenergetischer Protonenstrahl bei Durchquerung eines homogenen Magnetfeldes erfährt, ist proportional zur magnetischen Flußdichte $B(t)$.

Die annähernd homogenen Induktionsfelder B_x und B_y werden durch zwei Elektromagnete erzeugt [Ban84], deren Feldstärken wiederum proportional zur Stromstärke $i_x(t)$ bzw. $i_y(t)$ sind. Damit ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Strahlauslenkung und Stromstärke: $x(t) \sim i_x(t)$.

Der Nachweis einer Spaltung zum Zeitpunkt t_{sp} war zugleich der Auslöser zur Bestimmung der Strahlauslenkung $x(t_{sp})$, $y(t_{sp})$ auf dem neutronenproduzierenden Target und damit der Auslöser zur Lokalisierung der Entstehung des Neutrons, das die Spaltung induziert hat. Die Wechselspannungen, mit denen die Spulen betrieben wurden, haben einen sinusförmigen Verlauf mit den Frequenzen $\nu_x = 9$ Hz und $\nu_y = 50$ Hz. Sie wurden von einem Leistungsgenerator erzeugt ($u_x = 3$ V, $i_x = 75$ mA, $u_y = 25$ V, $i_y = 200$ mA), der mit je einem der Stromstärke ($i_x(t)$ bzw. $i_y(t)$) proportionalen Spannungsausgang versehen wurde. Diese Spannungsausgänge konnten direkt mit der Elektronik (ADC) der Datenerfassung verbunden werden (siehe Kap. 3.4). Die Auskopplung der stromproportionalen Spannung wurde mit einem Phasenschieber ausgestattet, der eine eventuell vorhandene Phase zwischen Strom und Auslenkung ausgleichen konnte.

Die periodische Ablenkung des Strahls auf dem Target zeichnete eine Lissajous-Figur in einem Flächenbereich, dessen Größe durch die Ablenkungsamplitude gegeben war. Die Frequenzen ν_x und ν_y und Feldstärken waren so gewählt, daß der Strahl auf dicht liegenden Bahnen das Target auf einer Fläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ vollständig ausleuchtete. Dies konnte auch durch Beobachtung und Ausmessen der Leuchtspuren auf einem Quarzglas, das bei einer Testmessung in den gewedelten Strahl gehalten wurde, bestätigt werden. Die Ablenkungsmagnete waren in einer Entfernung von 3,52 m (vertikale Ablenkung y) bzw. 3,86 m (horizontale Ablenkung x) vom Li-Target montiert.

Zur Ortskalibrierung der Apparatur wurde der Strahl zunächst ohne periodische Ablenkung zur Mitte des Li-Targets geführt und derart fokussiert, daß der Strahlfleck auf dem Target minimale Größe hatte. Zur Kontrolle des Strahlverlaufs wurde ein System von Blenden entlang der Strahlachse eingefahren. Nach Inbetriebnahme des Strahlablenkers konnten nur die Strahlteilchen das Target erreichen, die keine Ablenkung erfahren haben. Da sie nur das Zentrum des Targets trafen, war der Ort der Neutronenproduktion auf diesen Bereich eingegrenzt. Benutzt man nun die prompten Signale eines Neutronendetektors als Trigger für die Registrierung der momentanen Spulenströme i_x und i_y , so ergeben die Spektren dieser Größen ein Abbild des Neutronenproduktionsbereiches auf dem Target.

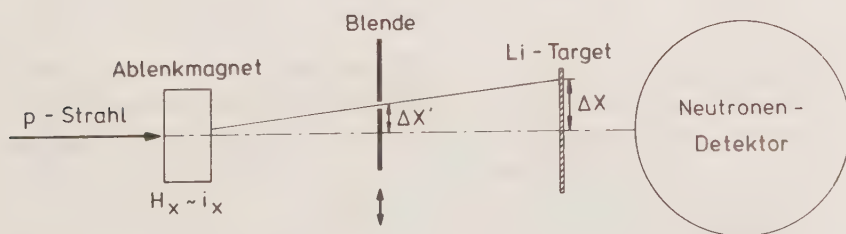


Fig. 3.9: Skizze des Versuchsaufbaus zur Ortskalibrierung des periodisch über das Li-Target gewedelten Protonenstrahls. Als Trigger zur Registrierung der Feldstärke des Ablenkmagneten dient ein Neutronendetektor.

Die Kalibrierung der Ortsspektren geschah mittels Verschiebung einer Blende um einen definierten Betrag $\Delta x'$, wie in Fig. 3.9 gezeigt. Der Ort der Neutronen-

produktion war dann um Δx vom Zentrum des Targets entfernt, denn nur die Protonen, die so abgelenkt wurden, daß sie durch die um $\Delta x'$ verschobene Blende flogen, konnten das neutronenproduzierende Target erreichen. Das Verschieben der in den gewedelten Strahl eingefahrenen Blenden ($\varnothing = 0,7 \text{ mm}$) um 1,8 mm wird anhand des in Fig. 3.10 gezeigten Ortsspektrums deutlich. Durch definiertes Verschieben in x- bzw. y-Richtung wird so unter Berücksichtigung des "Hebelarmes" eine Kalibrierung der Ortsspektren erreicht.

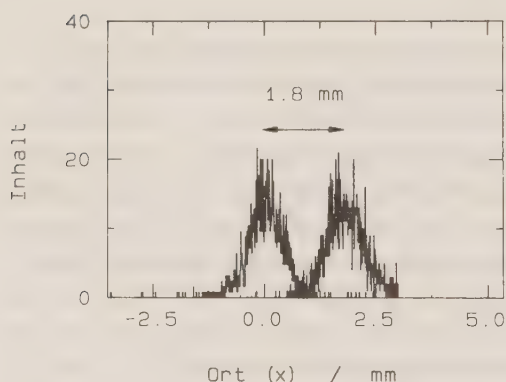
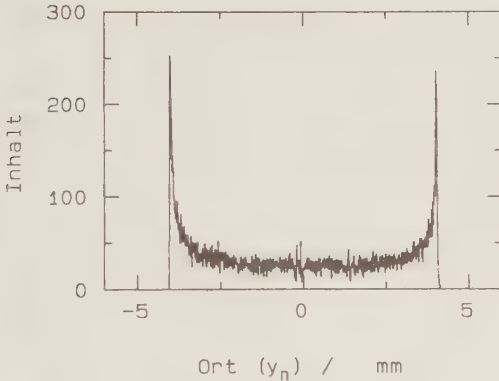


Fig. 3.10:

Verschiebung des Ortsspektrums der Neutronenquelle, erzeugt durch Positionsveränderung ($\Delta x = 1,8 \text{ mm}$) einer in den gewedelten Protonenstrahl eingefahrenen Blende ($\varnothing 0,7 \text{ mm}$).

Das Ortsspektrum der Neutronenquelle ohne Blende (Fig. 3.11) zeigt, daß die Ränder der Targetfläche mehr als das Zentrum vom Protonenstrahl bestrahlt wurden. Dies ist bedingt durch den sinusförmigen Verlauf der Ablenkschwingung. Er bewirkt, daß die Verweildauer an den Umkehrpunkten der Schwingung (d.h. am Rand) größer ist als im Zentrum der Targets.

**Fig. 3.11:**

Ortsspektrum der Neutronenproduktion erzeugt durch den periodisch über das Li-Target gewedelten Protonenstrahl.

3.1.2 Energiekalibrierung des Beschleunigers

Die Neutronenenergie der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion ist durch die Reaktionskinematik festgelegt. Um die Neutroneneinschußenergie für die ${}^{230,232}\text{Th}(n,f)$ -Messungen im Bereich der Vibrationsresonanzen genau einstellen zu können, muß die Energie des Protonenstrahls bekannt sein. Die absolute Energie eines Ionenstrahles am Bochumer Tandem-Beschleuniger wird durch das Magnetfeld B_0 des Analysiermagneten bestimmt [Bla74]. Der Kalibrierungsfaktor K für den Analysiermagneten ist durch die relativistische Beziehung [Mar68]

$$K = \frac{Z_p B_0}{\sqrt{2 \cdot m_p c^2 E_p + E_p^2}} \quad (3.3)$$

(Z_p - Ladungszustand, m_p - exakte Masse, E_p - Laborenergie des Projektils und B_0 -Magnetfeldstärke) definiert. Trautvetter et al. [Tra79] geben einen Wert von $K = (51,975 \pm 0,011) \cdot 10^{-4} \text{ T/MeV}$ an. Hystereseeffekte des Magneten erfordern vor jeder Messung die erneute Bestimmung des Kalibrierungsfaktor K [Bra85], vor allem wenn die Projektilenergie mit großer Genauigkeit bekannt sein soll.

Zu den Standardverfahren der Beschleuniger-Kalibrierung [Mar61] gehört das Vermessen der Schwelle der ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion, deren Wert bei $E_{\text{thr}} = (1880,60 \pm 0,07) \text{ keV}$ [Mar66] liegt. Dazu wird die Neutronenausbeute Y (normiert auf die im Li-Target deponierte Strahlladung) als Funktion der Magnetfeldstärke des Analysiermagneten im Energiebereich der Schwelle gemessen.

Die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts für exotherme (p,n) -Reaktionen direkt oberhalb der Schwelle ist für s-Wellen proportional $\sqrt{\Delta E}$ [Mar63], wobei ΔE die Differenz zwischen Einschußenergie und Schwellenenergie ist. Es gilt:

$$\sigma \sim (\Delta E)^{1/2} \quad (3.4).$$

Die Neutronenausbeute Y (bei Gebrauch von Targets mit endlicher Dicke) ergibt sich aus der Integration der Gleichung (3.4) über den Energieverlust dE der Protonen im Target

$$Y \sim (\Delta E)^{3/2} \text{ oder } \Delta E \sim Y^{2/3} \quad (3.5).$$

Da das Magnetfeld B in erster Näherung proportional zur Strahlenergie E_p ist, wird gemäß Gleichung (3.5) $Y^{2/3}$ als Funktion der Feldstärke in einem Diagramm (Fig. 3.12) aufgetragen. Der Nulldurchgang der linearen Extrapolation ergibt den

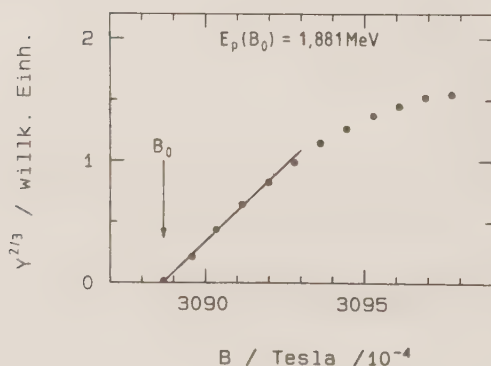


Fig. 3.12:

Neutronenausbeute $Y^{2/3}$ als Funktion der Feldstärke des Analysiermagneten. Der Nulldurchgang der Extrapolation ergibt die Feldstärke für die Schwellenenergie $E_p = 1,881 \text{ MeV}$ der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion.

Wert der Feldstärke des Analysiermagneten für die Schwellenenergie ($E_p = 1,881 \text{ MeV}$). Aus Gleichung (3.3) läßt sich dann der Kalibrierungsfaktor K berechnen. Damit ist die Kalibrierung des Beschleunigers mit einer Genauigkeit von $\Delta E_p \approx \pm 1 \text{ keV}$ gegeben.

Als Neutronendetektor wurde ein ^6Li (Eu)-Szintillator-Kristall ($\varnothing 8 \text{ mm}$, Höhe: 4 mm) verwendet, der sich im Zentrum eines Moderators (Polyäthylenkugel, $\varnothing 254 \text{ mm}$) befand. Der Kristall ist über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden (Texas Nuclear Neutron Dosimeter System Model 9140). Der Nachweisprozeß geschieht nach Thermalisierung der Neutronen im Moderator über die $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ -Reaktion im Szintillator [Bra60]. Diese Reaktion ist zum effizienten Neutronennachweis gut geeignet, da sie einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt (ca. 1000 b) für thermische Neutronen hat. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen ist im Neutronenenergiebereich der Schwellenmessung ($E_n < 100 \text{ keV}$) nahezu konstant, so daß die stark energieabhängige Neutronenausbeute im Schwellenbereich nicht verfälscht wird.

Voraussetzung zur Bestimmung der $^7\text{Li}(p,n)$ -Schwelle nach der oben beschriebenen Methode ist, daß der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion gemessen wird, d.h. alle emittierten Neutronen den Detektor treffen müssen. Steht der verwendete Neutronendetektor ($\varnothing = 25,4 \text{ cm}$) direkt hinter dem Li-Target, so ist gewährleistet, daß der Halbwinkel des Neutronenkegels (Grenzwinkel der Reaktion) kleiner ist als der Halbwinkel des durch den Detektorraumwinkel gebildeten Kegels. Bei den Spaltungsmessungen mußte der Detektor aus Platzgründen in einem Abstand von 62 cm hinter dem Li-Target platziert werden, so daß die Voraussetzungen zur Messung des totalen Wirkungsquerschnitts nicht voll erfüllt waren. Vergleichende Experimente zur Kalibrierungsmessung bei größeren (62 cm) und kleineren (5 cm) Abständen lieferten jedoch identische Ergebnisse.

3.2 Startdetektor

Zur Messung der Flugzeit der Spaltfragmente wurde als Startsignal die Bestimmung des Zeitpunktes der Spaltung gewählt. Dies geschah über den Nachweis der durch Spaltfragmente aus dem Targetmaterial ausgelösten Sekundärelektronen. Als Sekundärelektronen-Detektor wurden zwei in Kaskadenschaltung betriebene Viel-Kanalplatten (Channelplate, MCP [Wiz79]) eingesetzt. Detektoren dieser Art zeichnen sich durch eine sehr gute Zeitauflösung aus [Gir77]. Der mechanische Aufbau und die Funktionsweise des hier verwendeten MCP ist in [Sch84] näher beschrieben. Die Bauart geschah in Anlehnung an eine Arbeit von Busch et al. [Bus80]. Fig. 3.13 zeigt eine Seitenansicht der Anordnung. Der Sekundärelektronen-

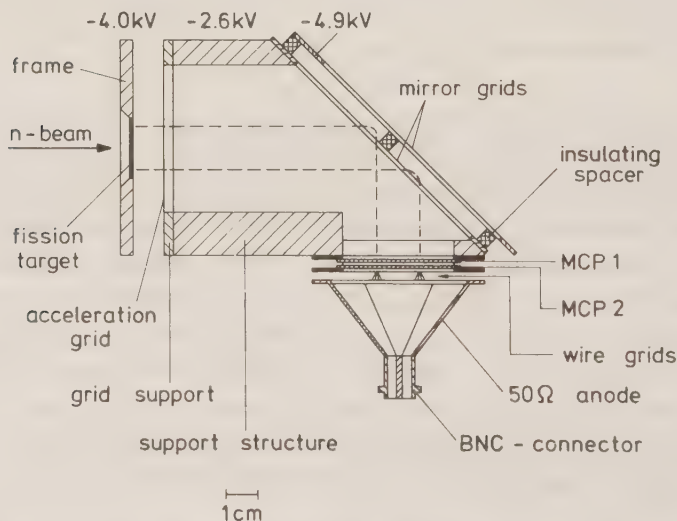


Fig. 3.13: Seitenansicht des "Channelplate"-Startdetektors. Die an das Spalt-target und an die Gitter des elektrostatischen Spiegels gelegten Spannungen sind angegeben. Trajektorien von Sekundärelektronen sind durch gestrichelten Linien angedeutet.

Detektor war hier unterhalb der von den Spaltfragmentdetektoren gebildeten Reaktionsebene montiert. Die Gründe für die Wahl einer solchen Konstruktion und ihre Funktionsweise werden im folgenden kurz erläutert.

Über ein elektronenoptisches System gelangen die Elektronen vom Spalttarget zum MCP. Dieses besteht aus drei Gittern, die jeweils eine definierte elektrische Potentialfläche bilden. Jedes Gitter ist aus parallelen Cu-Be-Drähten von 0,05 mm Durchmesser in einem Abstand von 1 mm aufgebaut. Die Lage der Drähte ist parallel zur Bildebene von Fig. 3.13. Das erste Gitter, das in einem Abstand von 10 mm parallel zum Target steht, dient als Beschleunigungsgitter. Die bei jeder Spaltung aus dem Target geschleuderten Sekundärelektronen ($\langle E \rangle \approx 200$ eV; [Pfe75]) werden auf eine Energie von 1,9 keV beschleunigt und driften dann zu dem unter 45° angebrachten elektrostatischen Spiegel, den die beiden anderen Gitter bilden. Dort werden die Elektronen um 90° umgelenkt und fliegen zum Channelplate, wo sie nachgewiesen werden. Das Beschleunigungsgitter, das innere Gitter des elektrostatischen Spiegels und die Oberseite des ersten Channelplate befinden sich auf gleichem Potential. Die Spannungen, die in Fig. 3.13 angegeben sind, wurden über ein einzelnes Netzgerät mittels einer Widerstandskette ($R_{\text{tot}} = 200 \text{ M}\Omega$), die als Spannungsteiler arbeitete, an die separat montierten Elemente der Spiegelanordnung angelegt. Die Spaltfragmente durften das MCP nicht treffen, da die Gefahr seiner Zerstörung besteht. Deshalb mußte das MCP unterhalb der Reaktionsebene montiert werden. Diese platzsparende Konstruktion hatte den Vorteil, daß ein großer Winkelbereich optimal mit Spaltfragmentdetektoren besetzt werden konnte. Die großflächigen Spaltfragmentdetektoren waren so platziert, daß sie durch die Spiegelanordnung nicht abgeschattet wurden. Die Transmission der Gitter ($T = 95 \%$) ist hoch. Lediglich Spaltfragmente, die von PPAC 4 detektiert werden, müssen alle drei Gitter durchqueren (vgl. Fig. 3.1). Die Spiegelanordnung hat die Eigenschaft, daß die auf eine Energie von ~ 2 keV beschleunigten Elektronen sich auf isochronen Trajektorien zum MCP bewegen. Die Streuung der Durchflugzeit ist daher vernachlässigbar [Bus80], was zur guten Zeitauflösung des Detektorsystems beiträgt.

Untersuchungen zur Sekundärelektronenemission [Cle73] zeigen, daß beim Durchgang von Spaltfragmenten durch eine Kohlenstoffolie ($\Delta x = 6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) im

Mittel für leichte Fragmente $\bar{n} = 170$ Elektronen emittiert werden. α -Teilchen der Energie $E_\alpha = 6.1$ MeV erzeugen dagegen im Mittel nur $\bar{n} = 5,5$ Sekundärelektronen. Die Energieverteilung der Elektronen ist komplex ([Kre68][Pfe75][Ben82]). Pferdekämper zeigte, daß die durch Spaltfragmente emittierten Elektronen eine mittlere Energie von $E \approx 190$ eV für leichte bzw. $E \approx 200$ eV für schwere Spaltfragmente haben [Pfe75].

Da die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Sekundärelektronen bei Durchflug von Neutronen durch eine Folie sehr gering ist, kann bei der hier betrachteten neutroneninduzierten Spaltung das Target mit seinem immer dem Gitter zugewandten C-Backing direkt als Sekundärelektronenquelle verwendet werden; denn nur die geladenen Produkte der zu untersuchenden Reaktion erzeugen Elektronen. Bei einer Spaltung entstehen immer zwei Spaltfragmente, die nahezu diametral auseinanderfliegen und damit zu beiden Seiten des Targets Elektronen herausschlagen. Alle auf der Seite des Beschleunigungsgitters emittierten Elektronen werden zu ihm hin "abgesaugt". Das bedeutet, daß der hier beschriebene Startdetektor einen Raumwinkel von $\Omega = 4\pi$ sr abdeckt.

Die beiden zum Nachweis der Elektronen dienenden, kreisrunden Vielkanalplatten sind in einer sogenannten "Chevron"-Anordnung installiert (Fig. 3.14). Die Montage der im Abstand von 0,2 mm elektrisch isoliert voneinander liegenden

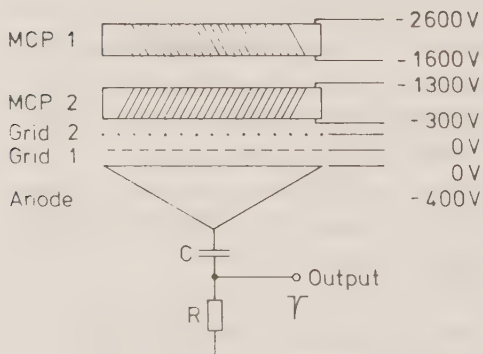


Fig. 3.14: "Chevron"-Anordnung der Vielkanalplatten mit der Signalauskopplung über eine 50 Ω -Anode (Meßreihe B). In der Anordnung für die Meßreihe A liegt die Anode auf dem Potential 0 V und der Kondensator C und die beiden Gitter entfallen.

Platten geschieht bei dieser Anordnung mit entgegengesetzt gerichteten Kanalneigungswinkeln zur Unterdrückung der Ionenrückkopplung. An jeder Platte wurde eine Spannung von $U_{CP} = 800$ V angelegt. Zwischen den Platten herrscht eine Beschleunigungsspannung von 300 V, die dafür sorgt, daß die Elektronenwolke hinter der ersten Platte nicht zu sehr auseinanderdriftet bevor sie auf die zweite Platte trifft. Diese Spannung ist vor allem wichtig für eine Ortsbestimmung der Elektronenwolke (siehe Kap. 3.2.1) und für eine Unterscheidung der Signale von α -Teilchen und Spaltfragmenten [Smi86]. In einer "Chevron"-Anordnung wird eine Elektronenvervielfachung von ca. $10^5 - 10^7$ erreicht [Wiz79].

Die Signalauskopplung erfolgte an der Unterseite des "Chevron" über eine konusförmige Anode, deren Wellenwiderstand $Z = 50 \Omega$ [Sch84][Bec76] beträgt. Die Werte der angelegten Spannungen sind in Hinblick auf Zeitauflösung, Impulshöhenverteilung und Ortsauflösung optimiert und in Fig. 3.14 angegeben. Signale mit Anstiegszeiten von $t_r \approx 0,7$ ns und Amplituden von einigen Volt für Spaltfragmente wurden erreicht. Bei Messungen mit α -Teilchen ist eine Zeitauflösung von $\Delta t_{MCP} \approx 370$ ps ermittelt worden [Sch84]. Vorversuche mit einer ^{252}Cf -Spontanspaltquelle ergaben, daß in einer Versuchsanordnung mit SBD bzw. PPAC-Detektoren eine Trennung von leichten und schweren Spaltfragmenten über die Flugzeit erzielt werden konnte. In Kap. 3.3 wird darauf näher eingegangen.

Für die Messungen der neutroneninduzierten Spaltung von Thorium wurde in Vorversuchen untersucht, 1. ob eine Unterscheidung der MCP-Signale von α -Teilchen und Spaltfragmenten (FF) möglich und 2. wie groß die Ansprechwahrscheinlichkeit des MCP für Spaltfragmente ist.

Ein Impulshöhenspektrum der MCP-Signale, aufgenommen mit einer ^{252}Cf -Spontanspaltquelle, zeigt die deutliche Trennung von Spaltfragmenten und α -Teilchen (Fig. 3.15). Diese war vor allem wichtig für Messungen mit dem stark α -aktiven ^{230}Th -Target. Da in diesem Fall eine hohe Impulsrate zu erwarten ist, wurde die Datenerfassung durch eine elektronische Schwelle oberhalb der Signale für α -Teilchen entlastet.

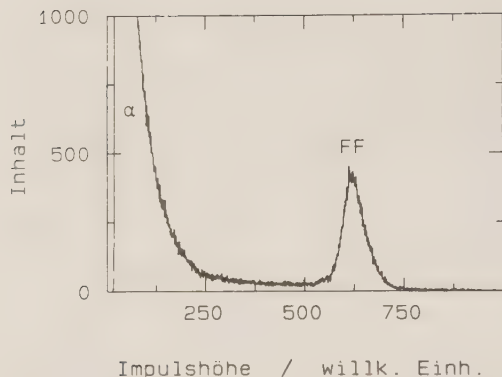


Fig. 3.15:
 Impulshöhenspektrum der
 "Channelplate"-Anordnung.
 α -Teilchen und Spaltprodukte
 (FF) einer ^{252}Cf -Quelle sind
 deutlich getrennt.

Eine Meßreihe, bei der Spaltfragmente einer ^{252}Cf -Quelle mit Hilfe des MCP und eines SBD sowohl für jeden Detektor einzeln als auch koinzident nachgewiesen wurden, ergab, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des MCP für Spaltfragmente gleich der des SBD ($\eta \approx 100\%$) war. Damit war der effiziente Einsatz des MCP für Spaltfragmentmessungen möglich.

Der Betrieb von Vielkanalplatten wird nur im Vakuum bei Drucken von $p < 10^{-5}$ hPa empfohlen [Ker82]. Um den erforderlichen Druck für einen betriebssicheren Einsatz in der Meßkammer zu gewährleisten, wurde neben einer Turbomolekularpumpe (Balzers TPH330) zusätzlich eine Kryopumpe (Balzers RKP201Z) eingesetzt. Ein Enddruck von $p \approx 10^{-7}$ hPa konnte erreicht werden. Ein Vakuumüberwachungssystem wurde installiert, das bei Drucken von $p < 5 \cdot 10^{-6}$ hPa die am MCP angelegten Spannungen abschaltet, um bei eventuellem Vakuumeinbruch eine Zerstörung der Channelplates zu verhindern.

Der Verlauf der Elektronen-Trajektorien in der in Fig. 3.13 gezeigten Spiegelanordnung macht deutlich, daß der Spaltungsort durch das entstandene, räumlich begrenzte Elektronenpaket auf das Channelplate im Maßstab 1:1 abgebildet wird. Da die Kanäle der Channelplates unabhängig voneinander arbeiten, war eine Ortsbestimmung der auftreffenden und dann verstärkten Elektronenwolke - und damit eine Ortsbestimmung der Spaltung - möglich. Im folgenden Unterkapitel wird die Apparatur zur Ortsmessung des Elektronenpaketes erläutert.

3.2.1. Ortsmessung der Spaltung

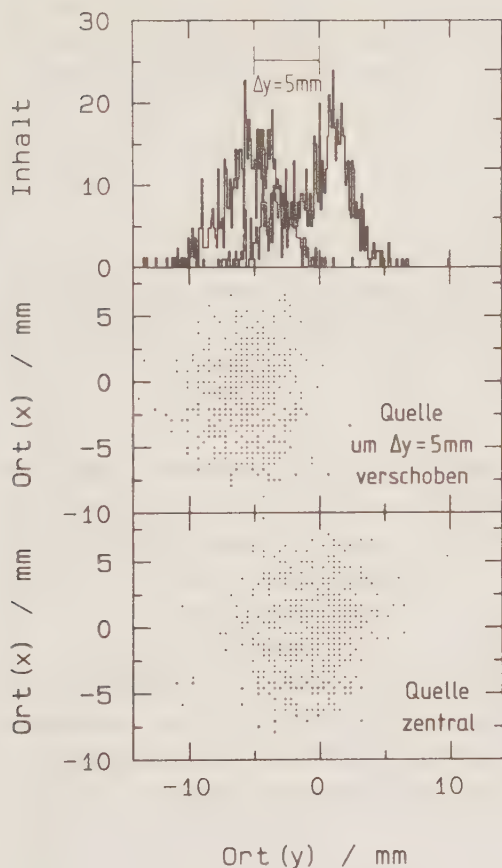
In der Meßreihe B der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Experimente wurde für die Bestimmung des Neutronenemissionswinkels Θ_n (siehe Fig. 3.6) der Ort der Spaltung auf dem Target gemessen. Da bei der Spiegelkonstruktion das bei einer Spaltung entstandene, räumlich begrenzte Elektronenpaket an einem Ort auf dem Channelplate auftrifft, der spiegelbildlich dem Ort der Entstehung entspricht, kann durch Lokalisierung dieses Elektronenpaketes auf den Ort der Spaltung zurückgeschlossen werden. Das Prinzip der Messung entspricht dem von einigen Autoren ([Bus80][Mar81][Lam79]) angegebenen Verfahren, nämlich der Ortsmessung des Schwerpunktes einer Elektronenlawine hinter dem MCP.

Da auf die für die schnellen Zeitsignale wichtige 50 Ω -Anode nicht verzichtet werden sollte, konnte die Ortsinformation nicht durch die Ladungsteilungsmethode, wie sie bei einer Streifenanode [Bus80] oder einer Backgammon-Anode [Mar81] angewendet wird, gewonnen werden. Vielmehr wurde das von ortsempfindlichen Parallelplattenlawinendetektoren her bekannte "Delay-Line"-Konzept verwendet [Lom86]. Wie in Fig. 3.14 bereits angedeutet, wurden zwischen der untersten Kanalplatte und der 50 Ω -Anode zwei identische, zueinander gekreuzte Gitter angebracht. Jedes Gitter besteht aus 27 parallel gespannten Cu-Be-Drähten ($\varnothing$ 0,05 mm), die einen Abstand von 0,75 mm zueinander haben. Jeweils 3 nebeneinanderliegende Drähte sind gemeinsam an einem elektrischen Kontakt verlötet. Beide Gitter wurden auf je einer Seite einer 1,5 mm dicken, ringförmigen Epoxidharz-Platte befestigt. Jeweils zwei benachbarte Streifen ($\equiv$ 3 Drähte) eines Gitters sind über ein signalverzögerndes, 30 cm langes Koaxialkabel (RG174/U; $t_{\text{delay}} = 1,5$ ns) miteinander verbunden. Die Verzögerungsleitungen sind separat aufgebaut und können über 9-polige Stecker mit den Gitterstreifen kontaktiert werden. Die Gitter befinden sich in dieser Anordnung auf Erdpotential, während die "Anode" auf $U_A = -400$ V liegt. Sie wird in diesem Fall als Reflektorplatte betrieben [Kel86]. Die aus dem Channelplate austretende Elektronenwolke driftet zum Gitter und induziert auf den getroffenen Gitterstreifen elektrische Impulse. Für jedes Gitter ergibt sich am Ausgang der Verzögerungsleitung ein Signal (negative Impulse), das eine Überlagerung der Impulse aller getroffenen Streifen darstellt. Je nach Lage der getroffenen Streifen hat dieses Signal eine bestimmte

Zahl von Verzögerungsleitungen durchlaufen und enthält somit eine Information über den Schwerpunkt der Ladungsverteilung. Am Reflektor wird ein schnelles, positives Signal induziert, das als Referenzsignal für die Flugzeitmessung verwendet wird. Gleichzeitig dient es als Zeitmarke für die Ortsmessung, denn die gewünschte Ortsinformation ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen Reflektor- und Gittersignal.

Reflektor- und Gittersignale gelangen über schnelle Vorverstärker zu den Eingängen von Constant-Fraction-Triggern, die die Zeitmarken dieser Signale bestimmen. Um für die Vorverstärker verarbeitbare Impulse zu erhalten, war es wichtig, daß kapazitive Kopplungen zwischen den Detektorelementen möglichst klein gehalten wurden. Zu diesem Zweck wurden zwischen den Anschlüssen der Channelplates und einem Masseanschluß Kondensatoren geschaltet [Kel86]. Diese Maßnahme verhinderte, daß hochfrequente Schwingungen die Signale der Ortsinformation überdeckten. Abstände und angelegte Spannungen der einzelnen Detektorkomponenten wurden hinsichtlich Ortsauflösung und Zeitauflösung optimiert.

Zum Test der Ortsauflösung der Apparatur wurde eine ^{252}Cf -Quelle ($\varnothing$ 9 mm) auf der Targetleiter (Fig. 3.13) montiert. Eine zweiparametrische Darstellung der Ortsspektren (Fig. 3.16) zeigt ein Abbild der Quellenfläche und verdeutlicht die Auswirkung einer vertikalen Verschiebung der Quelle. Deutlich ist eine Verschiebung des Schwerpunktes der Ortsverteilung zu erkennen. Zur Ortskalibrierung der Apparatur wurde die Quelle schrittweise in ihrer vertikalen bzw. horizontalen Position verändert. Fig. 3.17 zeigt die Schwerpunktverschiebung des Ortsspektrums in Abhängigkeit von der Position der ausgedehnten Quelle. Die vertikalen Balken an den Meßpunkten geben die Zehntelwertsbreiten der Ortsspektren an. Anhand der Steigung der linear verlaufenden Meßpunkte in Fig. 3.17 ist eine Kalibrierung der Ortsspektren bezüglich der Quellenposition möglich. Die Abflachung an den Rändern des Diagramms zeigt, daß ein Teil der Quellenfläche außerhalb der MCP-Fläche abgebildet wird.

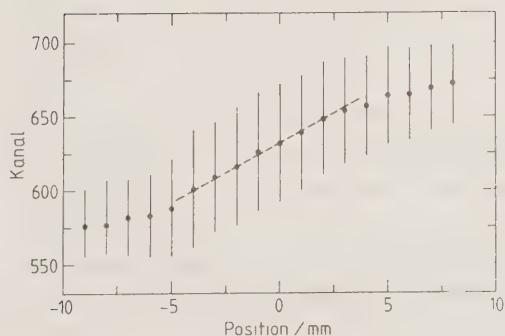
**Fig. 3.16**

Zweiparametrische Darstellung des Ortsspektrums von Spaltfragmenten einer ^{252}Cf -Quelle.

Unten: Zentralstellung.

Mitte: Die Quelle wurde um $\Delta y = 5 \text{ mm}$ verschoben.

Oben: Projektion der zweiparametrischen Darstellung auf die y-Achse.

**Fig. 3.17:**

Schwerpunktverschiebung des Ortsspektrums in Abhängigkeit von der Position der in einer Dimension verschobenen Quelle ($\varnothing 9 \text{ mm}$). Die Balken geben die Zehntelwertsbreite des Spektrums an.

Um zu gewährleisten, daß das Zentrum des Targets auch auf das Zentrum des MCP abgebildet wird, war eine sorgfältige Einstellung der Gitterpotentiale und Abstände notwendig. Für eine 90° -Ablenkung der Elektronen ist die Eindringtiefe p ins Gitter gegeben durch

$$p = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{acc}}{U_{mirr}} \cdot D \quad (3.6),$$

wobei U_{acc} die Beschleunigungsspannung, U_{mirr} die Spiegelspannung und D der Abstand der Spiegelgitter bedeuten. Die Eindringtiefe p bestimmt die vertikale Lage der Trajektorie und ist durch Einstellung der Spannungen an den Gittern so gewählt worden, daß Elektronen vom Zentrum des Targets auch das Zentrum des Channelplates treffen.

Es ist einsichtig, daß die aus den Gittern der Spiegelanordnung gebildeten Potentialflächen keine ebenen Flächen bilden. Berechnungen der Äquipotentiallinien von Gittern [Pas68] zeigen, daß die Gitter eine defokussierende Wirkung auf die Elektronentrajektorien haben. Das hat zur Folge, daß eine punktförmige Quelle auf dem Channelplate als aufgeweitete Fläche abgebildet wird. Weiterhin ist eine Aufweitung der Elektronenwolke durch die Driftstrecken zwischen den Kanalplatten und zwischen der untersten Kanalplatte und den Gittern zu erwarten. Die Auswertung der kalibrierten Ortsspektren ergab für die hier beschriebene Spiegelanordnung eine Ortsauflösung von $\Delta x \approx \pm 1,5$ mm. Mit dieser Genauigkeit kann der Ort einer Spaltung auf dem Target angegeben werden.

3.3 Spaltfragmentdetektoren

Die Spaltfragmente wurden mit fünf Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD), sowie fünf ortsempfindlichen Parallelplattenlawinendetektoren nachgewiesen. Der experimentelle Aufbau (Fig. 3.1) war derart ausgelegt, daß ein Winkelbereich von 0° bis 180° mit einer einzigen Messung gut abgedeckt war. Da aus experimentier-technischen Gründen kein Detektor unter 180° aufgestellt werden konnte, wurde der Anforderung eines Nachweises von Spaltfragmentgruppen unter 180° dadurch

Rechnung getragen, daß zum Beispiel ein unter 0° registriertes Fragment der schweren Gruppe einem leichten unter 180° entspricht. Zur Unterscheidung der Fragmente in leichte und schwere Gruppe - durch Messung ihrer Flugzeit - erwiesen sich die Detektoren als bestens geeignet, wie im folgenden dargelegt wird.

Ein entscheidender Parameter bei Flugzeitmessungen ist die relative Zeitauflösung $\Delta t/t$. Bei gegebener Detektorzeitauflösung Δt kann $\Delta t/t$ durch größere Flugzeiten, d.h. durch längere Flugwege verringert werden. Eine Vergrößerung des Abstandes zwischen Target und Detektor hätte eine Verkleinerung des Raumwinkels - und damit eine unerwünschte Reduzierung der Zählrate der Fragmente - bewirkt. Deshalb mußte der Abstand der Detektoren so gewählt werden, daß einerseits eine genügende Massenauflösung möglich wurde und andererseits der Raumwinkel der Detektoren nicht zu klein war, um in möglichst kurzer Meßzeit eine statistisch ausreichende Zahl von Spaltfragmenten zu registrieren.

3.3.1 Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD)

Es kamen fünf Oberflächensperrschichtdetektoren der Firma ORTEC zum Einsatz. Die Detektoren waren in speziellen Halterungen unter festen Winkeln montiert. Um zu vermeiden, daß Spaltfragmente in inhomogene Randbereiche des Detektors gelangten, wurden kreisrunde Aluminium-Blenden vor den Detektoren befestigt, die gleichzeitig die aktive Fläche A der Detektoren definierten. Tabelle 3.2 zeigt die von ORTEC angegebenen Detektorbezeichnungen, die aktiven Flächen A, die Entfernungen s_D vom Target und die Winkel Θ_D der verwendeten Detektoren.

Tabelle 3.2: Bezeichnungen, aktive Flächen, Abstände und Winkelstellungen der verwendeten Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD)

SBD Nr.	Bezeichnung	A/mm ²	s _D / cm	Θ _D
1	BF25-300- 60	300	20,5	-148°
2	DF90-900-100	900	17,0	-118°
3	BF40-900- 60	900	19,7	-107°
4	BF25-300- 60	300	19,7	17°
5	BF25-300- 60	300	19,7	73°

Um eine Abschattung durch den Rahmen des elektrostatischen Spiegels und die Halterungen der Detektoren SBD 2 und 3 zu vermeiden, wurden die Detektoren SBD 4 und 5 jeweils 2,6 cm über der Reaktionsebene montiert. Da das Detektorpaar SBD 3 und 5 zur Registrierung von koinzidenten Spaltfragmenten dienen sollte, wurde zur Wahrung der Koinzidenzbedingung der SBD 3 entsprechend 2,6 cm unter die Reaktionsebene abgesenkt.

Die Raumwinkel der Detektoren bezüglich des im Zentrum der Reaktionskammer befestigten Targets wurden mittels einer ²⁵²Cf-Spontanspaltquelle gemessen (vgl. Kap. 4.1).

Trifft ein Spaltfragment in einen Detektor, so generiert die Meßelektronik aus dem primären Detektorsignal für jeden SBD a) ein schnelles Zeitsignal für die Flugzeitmessungen und b) ein Signal, dessen Amplitude eine Aussage über die Energie des registrierten Teilchens ermöglicht (Pulshöhensignal). Bei der Wechselwirkung von schweren Ionen im SBD treten sehr hohe Ionisationsdichten auf, die aufgrund von Rekombinationen von Elektron-Loch-Paaren in der Sperrschicht einen nichtlinearen Verlauf des Zusammenhangs von kinetischer Energie des Teilchens und Pulshöhensignal verursachen ("Pulshöhendefekt"). Die Energiekalibrierung erfolgte nach einem von Schmitt [Sch65] entwickelten Verfahren. Das Detektorpaar SBD 3/SBD 5 erlaubte weiterhin mittels einer Doppel-Energie-Doppel-Flugzeit-Messung ([Sch66][Paa84]) eine Überprüfung dieser Kalibrierung,

sowie eine Bestimmung der Spaltfragmentmassen. Auf diese Verfahren, die in [Bri87] näher beschrieben sind, soll nicht weiter eingegangen werden, da für die hier betrachteten Messungen nicht die absoluten Fragmentmassen und -energien bekannt sein müssen, sondern lediglich die Information, ob ein leichtes oder ein schweres Fragment registriert wurde.

Die gute Trennung von leichten und schweren Spaltfragmenten wird deutlich in einer zweiparametrischen Darstellung von Flugzeit und Pulshöhe (Fig. 3.18). Durch Setzen von zweidimensionalen Bedingungen war eine eindeutige Zuordnung der Detektorsignale zur schweren bzw. leichten Fragmentmasse möglich.

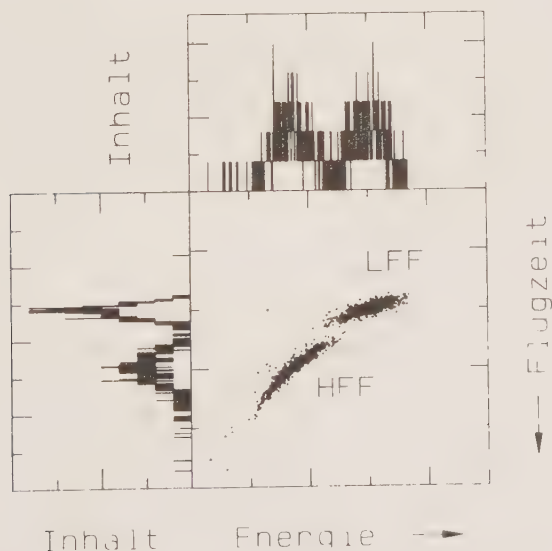


Fig. 3.18: Energie-Flugzeit-Darstellung der in einem Oberflächensperrschichtdetektor (SBD) registrierten Spaltfragmente der Reaktion $^{232}\text{Th}(n,f)$. Leichte und schwere Spaltfragmente sind bei einem Flugweg von 20 cm gut separiert.

Die Massen- und Energieabhängigkeit der 'Plasma-Verzögerung' von Oberflächensperrschichtdetektoren [Boh85] hat bei Registrierung von schweren Ionen einen merklichen Einfluß auf die Zeitauflösung. Durch Kühlung der SBD kann ihr zeitliches Verhalten verbessert werden [Paa84]. In der Meßreihe B der Experimente wurden deshalb die SBD mittels eines Kühlsystems, das mit Methanol betrieben wurde, auf einer Temperatur von $T = 253 \text{ K}$ (-20°C) gehalten.

3.3.2 Ortsempfindliche Parallelplattenlawinendetektoren (PPAC)

Großflächige Parallelplattenlawinendetektoren (Parallel Plate Avalance Counter, PPAC) gehören zu den Standardnachweisdetektoren für schwere Ionen ([Ste76] [Pli80][Ste81]). Diese gasgefüllten Detektoren zeichnen sich durch eine sehr gute Zeitauflösung aus und werden daher insbesondere bei präzisen Flugzeitmessungen eingesetzt. PPAC sind relativ einfach aufgebaut und wenig anfällig für Strahlenschäden.

Ein Plattenkondensator bildet das aktive Volumen des Detektors. Die nachzuweisenden Teilchen fallen senkrecht zu den Äquipotentialflächen des homogenen elektrischen Feldes ein und erzeugen entlang ihrer Spur Elektron-Ion-Paare des Detektorgases. Diese wiederum induzieren durch das starke Feld Sekundärionisationen und lassen nach der Townsend'schen Theorie eine Elektronenlawine entstehen [Rae64]. Auf den Elektroden wird ein elektrisches Signal induziert, das von geeigneten elektronischen Verstärkern weiterverarbeitet wird. Eine detaillierte Darstellung der Funktionsweise und Eigenschaften von PPAC findet sich in der Literatur ([Ers72][Rad74][Maz83][Ser86]).

Der durch die einfache Bauart problemlose, großflächige Aufbau des Detektors einerseits und die für die Separierung von leichten und schweren Spaltfragmenten notwendige gute Zeitauflösung andererseits zeigten, daß PPAC für die $^{230,232}\text{Th}(n,f)$ -Experimente geeignete Fragmentdetektoren waren.

Ein schematischer Aufbau eines eigens für diese Messungen hergestellten PPAC ist in Fig. 3.19 dargestellt. Die sensitive Fläche des Detektors beträgt $102 \cdot 102 \text{ mm}^2$. Um trotz der Größe der Detektorfläche eine genügende Winkelinformation der registrierten Teilchen zu erhalten, wurde der Detektor durch Segmentierung

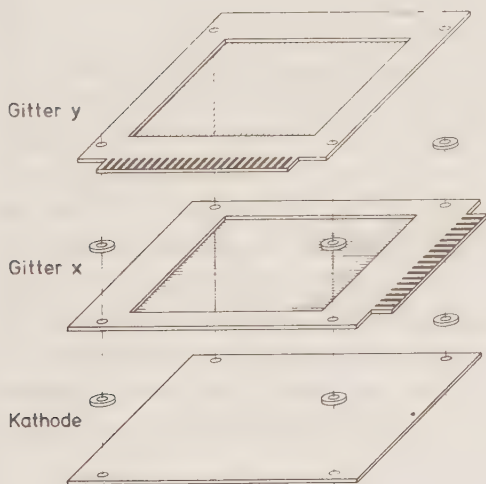


Fig. 3.19:

Schematischer Aufbau der Elektroden eines ortsempfindlichen Parallelplattenlawinendetektors (PPAC). Die Kathode ist eine polierte Edelstahlplatte. Die einzelnen Drähte der Gitter sind jeweils mit den Kontakten einer 62-poligen Kontaktleiste elektrisch verbunden. Der Abstand der Elektroden, die sich in einem gasgefüllten Gehäuse befinden, beträgt 2,5 mm (Kathode-Gitter x) bzw. 2 mm (Gitter x-Gitter y).

ortsempfindlich aufgebaut. Der Kathode - einer polierten Edelstahlplatte mit einer Dicke von 2 mm - stehen im Abstand von 2,5 mm und 4 mm zwei identische, senkrecht zueinander gekreuzte Gitter mit je 61 Drähten gegenüber. 1.) Edelstahlplatte und Gitter sind die Elektroden und definieren das aktive Volumen des Detektors. Sie befinden sich in einem gasgefüllten Gehäuse. Kathodenplatte und Gitter sind über Abstandsstücke so miteinander verschraubt, daß ein

1.) **Anmerkung:** Ein Detektor dieser Bauart (d.h. Aufbau mit parallelen Gittern) wird in der Literatur auch als Parallelgitterlawinendetektor (PGAC) [Pre85] bezeichnet. In dieser Arbeit wird aber aufgrund der identischen Funktionsweise weiterhin der Begriff Parallelplattenlawinendetektor (PPAC) verwendet.

gleichmäßiger Abstand gewährleistet ist. Die einzelnen Drähte der Gitter, auf denen Signale induziert werden, wenn eine durch Ionen erzeugte Elektronenlawine in ihrer Umgebung verläuft, bilden die Segmente des Detektors, aus denen die Ortsinformation gewonnen wird. Der Abstand zweier benachbarter Drähte (Material: Cu/Be, $\varnothing$ 50 μm) beträgt 1,67 mm. Die Drähte sind parallel auf einen Rahmen aus Epoxidharz (Innenmaß: 102·102 mm²) gespannt und elektrisch voneinander isoliert angebracht. An einem Ende sind sie auf Leiterbahnen gelötet, die auf der Epoxidharzplatte verlaufen und zu einer 62-poligen Kontakteleiste führen. Auf diese Kontakteleiste wird eine vielpolige Steckerleiste geklemmt, auf der signalverzögernde, 25 cm lange Koaxialkabel ($t_{\text{delay}} = 1,2$ ns) derart verdrahtet sind, daß jeweils zwei benachbarte Drähte eines Gitters über ein solches Verzögerungskabel miteinander verbunden sind. Die gewünschte Ortsinformation ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen promptem Kathodensignal und einem Ausgangssignal der Verzögerungsleitungen ([Gro83][Bau83b]). Der zeitliche Abstand von Signalen, die an verschiedenen Drähten induziert werden, entspricht der Signallaufzeit durch die zwischengeschalteten Verzögerungskabel. Die Anordnung der Leiterbahnen, Steckkontakte und Koaxialkabel wurde, wie in Fig. 3.20 skizziert, aus hochfrequenztechnischen Gründen [Zin65] derart gestaltet, daß der Signalverlauf in geradliniger Verlängerung des jeweiligen Gitterdrahtes erfolgt. Damit wurde ein reflexionsarmer Übergang des Signals vom Draht in die Verzögerungsleitungen erreicht.

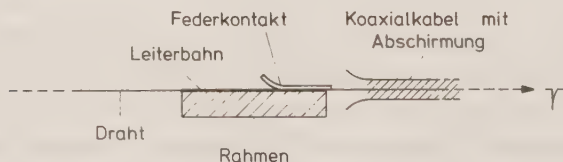


Fig. 3.20: Seitliche Ansicht der Signalleiter (Gitterdraht, Leiterbahn, Koaxialkabel). Der geradlinige Verlauf der Leiter soll einen reflexionsarmen Übergang des Signal in die Verzögerungsleitungen gewährleisten.

Der separate Aufbau von Gitter, Verzögerungsleitungen und Kathode erleichtert den Zusammenbau des Detektors und ermöglicht eine Variabilität in der Wahl des Detektoraufbaus (Abstände der Elektroden, Gittergröße).

Die Elektroden und Verzögerungsleitungen befinden sich in einem Aluminiumgehäuse (Höhe: 36 cm, Breite: 36 cm, Tiefe: 8 cm), das eine quadratische Eintrittsöffnung ($110 \cdot 110 \text{ mm}^2$) oberhalb der aktiven Fläche besitzt. Dort wird das Gehäuse über einen entsprechenden Flansch an die Streukammer montiert. Streukammer und gasgefülltes Detektorvolumen werden durch eine straff gespannte Kunststoffolie (Hostaphan, Dicke: $2 \mu\text{m}$), die auf einen Rahmen in der Eintrittsöffnung geklebt ist, vakuummäßig voneinander getrennt. Spaltfragmente treten durch diese Druckfolie in das aktive Volumen des Detektors ein. Um das Energieverluststraggling der Fragmente im Detektor und die damit verbundene Verschlechterung der Zeitauflösung zu minimieren, werden die Folie und das erste Gitter so nah wie möglich (1 mm) zueinander plziert.

Die PPAC wurden mit Isobutan ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) als Detektorgas im Durchfluß bei konstantem Druck ($p = 5 \text{ hPa}$) betrieben. Fig. 3.21 zeigt eine Skizze des Gasversorgungssystems der PPAC. Um den Druck über einen langen Zeitraum ($t \approx 14 \text{ d}$) konstant zu halten, wurde das Gasversorgungssystem mit einer Druckregelung versehen.

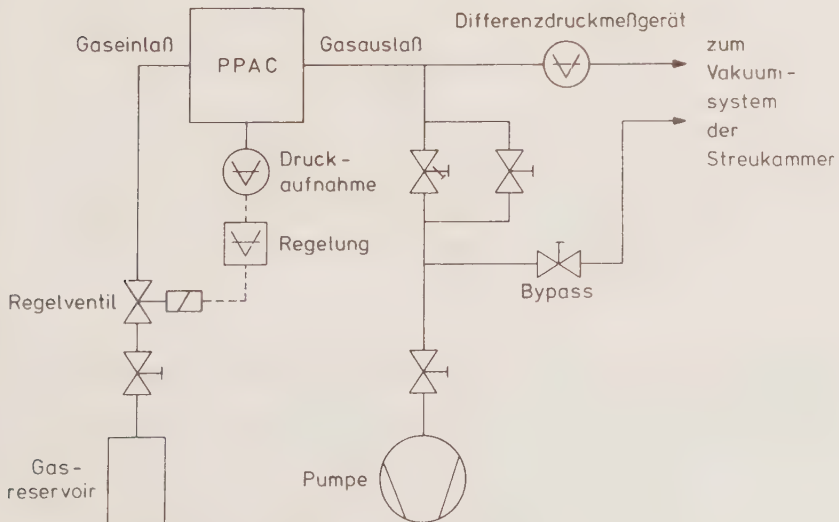


Fig. 3.21: Gasversorgungssystem des PPAC.

Vor Inbetriebnahme der PPAC wurden Detektor und Streukammer gleichzeitig über den offenen Bypass evakuiert, um den Differenzdruck, der zu einer zerstörenden Belastung der Druckfolie führen könnte und 50 hPa nicht überschreiten sollte, gering zu halten.

Die Potentiale, die über separate Spannungsversorgungen an die Elektroden der PPAC gelegt wurden, und die Signalausgänge sind aus Fig. 3.22 ersichtlich. Das elektrische Feld, das zwischen den Elektroden besteht, ist aufgrund der Gitter nicht mehr homogen, sondern hat in der Nähe der Drähte zylindersymmetrischen Charakter [Ers72]. Für PPAC mit planparallelen Platten hat dies keinen wesentlichen Unterschied in der Funktionsweise zur Folge [Pre85].

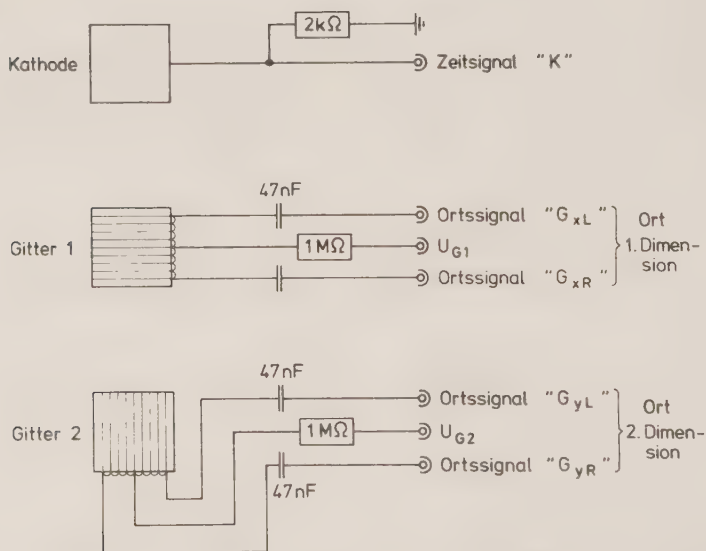


Fig. 3.22: Schematische Darstellung der elektrischen Beschaltung eines PPAC. Die Spannungen an den Gittern betrugen $U_{G1} = 550 \text{ V}$ und $U_{G2} = 250 \text{ V}$ (aus [Kie87]).

Die für die Gasverstärkung [Kru67] maßgebliche reduzierte Feldstärke betrug $E/p = 250 \text{ Vcm}^{-1}\text{hPa}^{-1}$. Diese Größe, die sich durch entsprechende Wahl der Elektrodenabstände, Gasdruck und angelegte Spannungen variieren läßt, wurde so gewählt, daß die Detektorsignale 1.) sich deutlich vom (elektronischen) Rauschuntergrund abhoben ($V_{\text{max}} \approx 8 \text{ mV}$) und 2.) eine kurze Anstiegszeit hatten ($t_r \approx 5 \text{ ns}$). Die nachgeschaltete Elektronik, auf die im nächsten Kapitel noch näher eingegangen wird, bestand im wesentlichen aus schnellen Verstärkern, Diskriminatoren und TDCs (Time-to-Digital-Converter).

Das schnelle Signal der Kathode kennzeichnet den Zeitpunkt des Eintreffens eines Spaltfragmentes im Detektor. Ein Flugzeitspektrum von Spaltfragmenten der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion (Fig. 3.23), das durch Messen der Zeitdifferenz von Channelplate-Startsignal und Kathodensignal von PPAC 4 gewonnen wurde, zeigt, daß schwere und leichte Fragmentmasse gut zu unterscheiden sind.

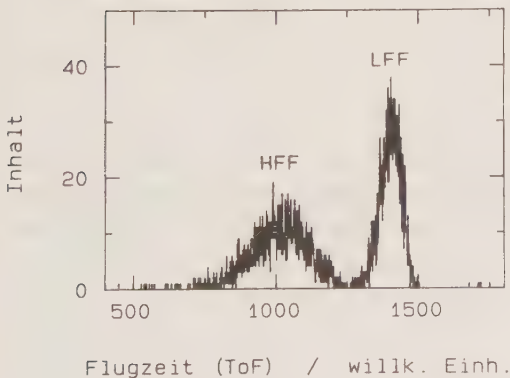
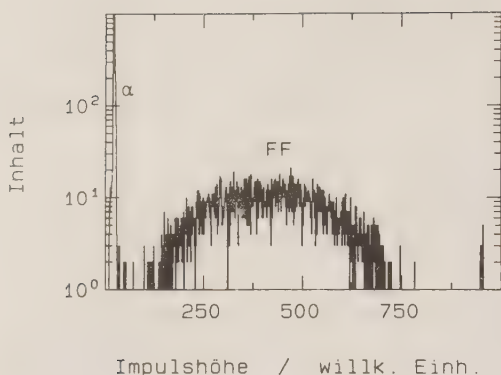


Fig. 3.23:
Flugzeitspektrum der im PPAC 4 registrierten Spaltfragmente der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion. Schwere und leichte Spaltfragmente sind gut separiert.

Aufgrund der verschiedenen Energieverluste von α -Teilchen und Spaltfragmenten (FF) im Detektorgas ($\Delta E(\alpha)/\Delta E(\text{FF}) \approx 0,02$) [Nor70] sind die Anzahl der in einer Lawine enthaltenen Elektronen und damit die Signalamplituden unterschiedlich [Pre85]. Das Impulshöhenspektrum (Fig. 3.24) der Kathode eines von einer

**Fig. 3.24:**

Impulshöhenspektrum eines mit Spaltfragmenten einer ^{252}Cf -Quelle bestrahlten PPAC (Kathodensignal). Signale von Spaltfragmenten (FF) und α -Teilchen können separiert werden.

^{252}Cf -Spontanspaltquelle bestrahlten Detektors zeigt deutlich, daß Signale von α -Teilchen und Spaltfragmenten separiert werden können. Eine solche Separierung, die durch Setzen einer elektronischen Diskriminatorschwelle erfolgte, war besonders wichtig bei Verwendung des stark α -aktiven ^{230}Th -Targets, um Totzeiteffekte bei der Datenerfassung zu vermeiden.

Fig. 3.25 zeigt das Ortsspektrum eines mit Spaltfragmenten bestrahlten PPAC in eindimensionaler Darstellung. Anhand der Peaks, die die 61 Drähte des Gitters deutlich erkennen lassen, ergibt sich eine Ortskalibrierung des Spektrums. Der Auftreffort (x,y) eines Spaltfragmentes im Detektor kann mit einer Genauigkeit von $\Delta x = \Delta y = 1,7 \text{ mm}$ bestimmt werden.

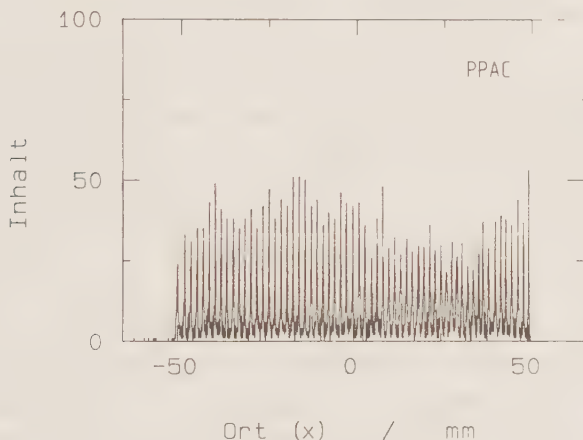


Fig. 3.25: Ortsspektrum eines mit Spaltfragmenten bestrahlten PPAC. Anhand der Peaks sind die im Abstand von 1,67 mm liegenden 61 Drähte zu erkennen.

Winkelstellungen und Abstände der im Experiment verwendeten fünf baugleichen PPAC sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Mittels der PPAC-Paare Nr. 1 und 3 sowie Nr. 4 und 5 konnten koinzidente Spaltfragmente registriert werden. Aus diesen Daten wurden von Kiesewetter [Kie87] mittlere Geschwindigkeiten und mittlere Massen von Spaltfragmenten der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion bestimmt.

Tabelle 3.3: Winkelstellung und Abstände der verwendeten Parallelplattenlawinendetektoren (PPAC)

PPAC Nr.	Θ_{Lab}	$\frac{s_D}{\text{mm}}$
1	90°	369
2	0°	366
3	-90°	369
4	45°	418
5	-135°	418

3.4 Elektronik und Datenerfassung

Die elektronische Verarbeitung der Detektorsignale, wie sie in Meßreihe B verwendet wurde, ist in Fig. 3.26 anhand eines vereinfachten Blockschaltbildes dargestellt. Eine Liste der darin enthaltenen elektronischen Geräte, sowie deren Kurzbezeichnungen, ist in Tabelle 3.4 aufgeführt. Diese Kurzbezeichnungen finden auch in den folgenden Kapiteln Verwendung.

Die Signalverarbeitung für Meßreihe A unterschied sich von der hier dargestellten im wesentlichen in der Beschaltung des Channelplate-Detektors. Während bei Meßreihe A ein Channelplate-Impuls lediglich als Referenzsignal für die Flugzeitmessung der Spaltfragmente diente, wurde in Meßreihe B zusätzlich der Ort der Spaltung auf dem Target bestimmt (siehe Kap. 3.2.1).

Die Schaltung kann - gemäß der Art der verwendeten Detektoren - grob in drei Bereiche unterteilt werden: 1.) SBD-Elektronik, 2.) Channelplate-Elektronik und 3.) PPAC-Elektronik.

Die elektronische Beschaltung der Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD) ist in der Darstellung der Schaltung beispielhaft für SBD 5 gezeigt. Der Vorverstärker PA lieferte a) ein Energiesignal (E_S) und b) ein Zeitsignal (T_S), das als Zeitmarke für eine Flugzeitmessung diente. Das Energiesignal wurde über einen Hauptverstärker MA, einen Pulsformer LGS und ein Signalverzögerungsgerät DA zum Eingang eines ADC geführt. Es wurden ADC verwendet, die acht Signaleingänge besitzen. Diese Geräte benötigen, um nur die zu akzeptierenden Impulse zu konvertieren, ein sogenanntes "Strobe"-Signal, das zeitgleich mit den Eingangssignalen am "Strobe"-Eingang anliegen muß. Dieses Signal wurde von der SBD-Elektronik durch einen weiteren Schaltungszweig immer dann erzeugt, wenn ein SBD ein zu akzeptierendes Teilchen registrierte. Durch Setzen einer Diskriminator-schwelle im TSCA konnte erreicht werden, daß nur Signale von Spaltfragmenten einen "Strobe"-Impuls generierten. Die Registrierung von α -Teilchen, deren Impulshöhen sich deutlich von denen der Spaltfragmente unterscheiden, wurde dadurch unterdrückt. Da mehrere SBD-Zweige an einen ADC angeschlossen

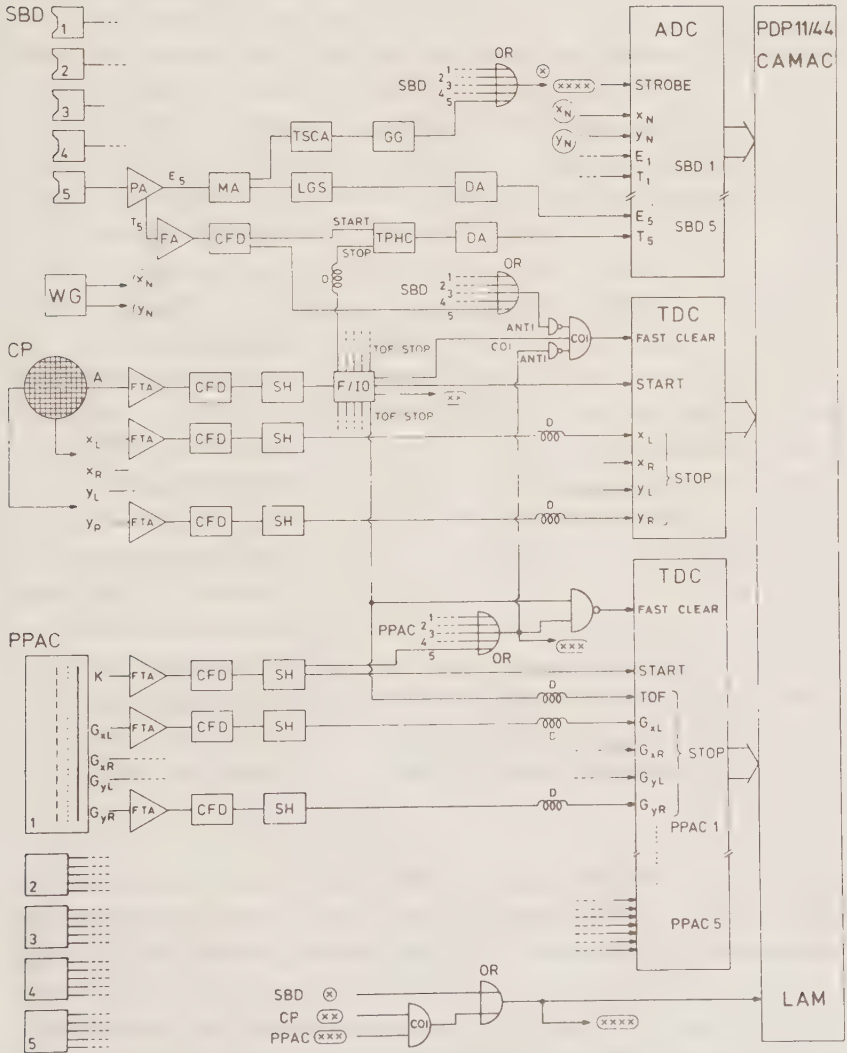


Fig. 3.26: Vereinfachtes Blockschaltbild der Experimentelelektronik (Meßreihe B)
Eine Liste der verwendeten Geräte ist in Tabelle 3.4 zusammengestellt.

Tabelle 3.4: Liste der eingesetzten elektronischen Geräte

Abk.	Bezeichnung	Fabrikat
ADC	Analog-Digital-Konverter	EG&G Ortec A811
CFD	Constant Fraction Discriminator	EG&G ESN CF4000
COI	Koinzidenz-Stufe	Le Croy 622
D	ns-Verzögerung	Eigenbau der Elektronik-Werkstatt RUB/EP1
DA	Verzögerungs-Verstärker	EG&G Ortec 427A
FA	Vorverstärker (Fast Amplifier)	ESN FA4000
F/IO	Fan in / Fan out	EG&G ESN LF4000
FTA	Vorverstärker für schnelle Zeitsignale	EG&G ESN FTA810
GG	Logisches Tor	EG&G ESN GG8000
LGS	Lineares Tor	EG&G Ortec 442
MA	Hauptverstärker	Tennelec TC205A
OR	logische ODER-Schaltung	Eigenbau der Elektronik-Werkstatt RUB/EP1
PA	Vorverstärker	CATSA82 - Eigenbau der GSI Elektronikwerkstatt
SH	Pulsformer (Shaper)	EG&G ESN SH8000
TDC	Zeit-Digital-Konverter	Le Croy 2228A
TPHC	Zeit-Amplituden-Konverter	EG&G Ortec 467
TSCA	Timing Single Channel Analyser	EG&G Ortec 420A

waren, wurde das "Strobe"-Signal aus einer "Oder"-Verknüpfung der einzelnen SBD-"Strobe"-Signale gewonnen. Das "Strobe"-Signal kennzeichnet somit den Zeitpunkt eines Spaltereignisses, das von irgendeinem der SBD detektiert wurde.

Das Zeitsignal T_5 des SBD wurde nochmals verstärkt (FA) und anschließend von einem "Constant Fraction Discriminator" (CFD) zu einem genormten Impuls ("negativ fast NIM") mit kurzer Anstiegszeit verarbeitet. Es diente als Startsignal der Spaltfragment-Flugzeitmessung mittels eines Zeit-Amplituden-Konverters

(TPHC). Der verzögerte schnelle Impuls des CP wurde dabei als Stoppsignal verwendet. Obwohl zeitlich gesehen das CP-Signal den Start und das Detektorsignal den Stop der Flugzeitmessung markieren, wurde bei allen Flugzeitmessungen jeweils mit dem Signal gestartet, das die geringere Rate besitzt (in diesem Fall also das SBD-Signal), um Totzeiteffekte zu vermeiden. Die Ausgangssignale der TPHC, in deren Impulshöhe die Flugzeitinformation enthalten ist, gelangten über Signalverzögerungsgeräte (DA) zum ADC. Ein Abgleich durch Signalverzögerung im Energie- und Zeitzweig war erforderlich, um die notwendige zeitliche Beziehung dieser Signale zum "Strobe"-Signal zu gewährleisten.

Da der Ausgang des Strahlablenkers (WG) auch an den ADC angeschlossen war, wurde der zum Zeitpunkt der Spaltung herrschende, der momentanen Strahlablenkung proportionale Spannungspegel des WG ebenfalls erfaßt. Damit der Ort der Neutronenproduktion auch gemessen werden konnte, wenn einer der PPAC ein Spaltfragment registrierte, mußte die Erzeugung des "Strobe"-Signals durch eine "Oder"-Verknüpfung von SBD- und PPAC-Zweig erfolgen (Fig. 3.26 unten).

Die im folgenden beschriebenen Teile der Schaltung beziehen sich auf die Elektronik von Channelplate und PPAC. Die Ausgangssignale dieser Detektoren waren Signale mit kurzen Anstiegszeiten und dienten als Zeitmarken für Zeitmessungen. Die primäre Aufbereitung dieser Signale erfolgte für alle CP- und PPAC-Ausgangssignale in identischer Weise. Sie wurden zunächst in Vorverstärkern (FTA), die speziell für Signale mit kurzen Anstiegszeiten gebaut wurden, verstärkt und anschließend in Diskriminatoren (CFD) zu genormten Zeitimpulsen geformt.

Der Abgleich der CFD - das heißt Einstellung der Diskriminatorschwelle, Wahl der externen Signalverzögerung und "Fraction" [Ged68][Mai70] - mußte mit großer Sorgfalt erfolgen, da die Güte der Zeitmessungen sehr von der zeitlichen Unsicherheit der aus den CFD-Eingangssignalen extrahierten Zeitmarken abhing. Die amplitudenunabhängige, exakte Bestimmung der zeitlichen Lage einer Zeitmarke aus Eingangsimpulsen gleicher Anstiegszeit, aber kontinuierlicher Impulshöhenverteilung ("Constant Fraction"-Prinzip) ist nur für idealisierte Normimpulse streng erfüllt [Mai70]. Da die Impulsformen der Detektoren differierten, mußte für jeden Detektor eine individuelle Einstellung der CFD erfolgen. Für die Signale

der PPAC- und CP-Gitter erwies sich die Wahl einer "Fraction" von $f = 0,5$ als Optimum. Die Ausgangssignale der CFD mußten für die Verarbeitung in der nachfolgenden Elektronik zusätzlich mittels Signalformern (SH) verstärkt werden.

Die Channelplate-Elektronik bildete für die gesamte Schaltung eine wichtige Einheit, da aus den CP-Impulsen die Stop-Signale für die Zeitmessungen sämtlicher Detektoren gewonnen wurden. Über einen Verteiler (F/IO) wurde das CP-Anodensignal an die Flugzeitmeßelektronik aller Detektoren weitergeleitet. Neben der Bereitstellung des Flugzeitstopsignals fiel den CP-Signalen die Aufgabe der Ortsbestimmung der Spaltung auf dem Target zu. Diese wurde durch Messung der Zeitdifferenzen Δt_{xL} , Δt_{xR} , Δt_{yL} , Δt_{yR} von CP-Anodensignal und CP-Gittersignalen durchgeführt (siehe Kap. 3.2.1). Dazu wurde das Anodensignal A als Start und die vier Gittersignale (x_L , x_R , y_L , y_R) nach entsprechender Verzögerung als Stop verwendet.

Die Zeitmessungen erfolgten - ausgenommen die SBD-Zweige - über Zeit-Digital-Konverter (TDC). Die hier verwendeten Geräte konnten nach erfolgreichem Startimpuls bis zu 8 Stopimpulse innerhalb der eingestellten Konversionszeit ($\Delta t_{TDC} = 100$ ns) empfangen. Die korrekte Zeitbeziehung zwischen Start- und Stopimpulsen wurde mit ns-Signalverzögerungseinheiten (D) hergestellt.

Die Ortsmessung der Spaltfragmente in den PPAC erfolgte in analoger Weise zur Beschaltung des CP mit Hilfe von TDC. Das prompte Kathodensignal K diente als Startimpuls und die vier Gittersignale (G_{xL} , G_{xR} , G_{yL} , G_{yR}) als Stopimpulse für den TDC. Für die Flugzeitmessung der Spaltfragmente kam als zusätzlicher Stopimpuls das CP-Anodensignal dazu. Für jeden PPAC wurde ein TDC benötigt.

Die Registrierung beider Signale eines Gitters (z.B. G_{xL} , G_{xR}) ist redundant, denn sie dient nur zur Bestimmung einer Ortskoordinate. Dennoch war die Aufnahme beider Parameter aus zwei Gründen sinnvoll. Zum einen gestattete sie eine Kontrolle der Ortsmessung, denn die Summe der Zeitdifferenzen $\Delta t_{xL} + \Delta t_{xR}$ muß für alle Ortskoordinaten eines Gitters eine Konstante ergeben. Zum anderen war eine Ortsbestimmung auch dann möglich, wenn aufgrund einer Unterschreitung der elektronischen Schwelle nur eines der beiden Ortssignale vorlag.

Da das Verhältnis der Summe der Raumwinkel aller Detektoren zum Raumwinkel des CP nur $\Omega_{\text{Det}}/\Omega_{\text{CP}} = 0,03$ betrug, wurde der TDC zur Ortsmessung am CP ca. 33 mal häufiger angesprochen als die Elektronik der Spaltfragmentdetektoren. Um eine Totzeit durch Überlastung des Datenerfassungssystems zu vermeiden, wurde mittels einer Antikoinzidenz-Schaltung ein sogenanntes "Fast Clear"-Signal erzeugt, das die Konversion des TDC immer dann abbrach, wenn ein CP-Anodensignal, aber kein SBD- und kein PPAC-Signal vorlag. Durch eine ähnliche Beschaltung im PPAC-Zweig wurde ein "Fast Clear"-Signal für die PPAC-TDC generiert, wenn das CP-Signal und PPAC-Kathodensignale antikoinzident waren.

Insgesamt standen 41 Meßparameter zur Datenaufnahme an. Diese wurde mit dem Programm BOLDA [Soh86] auf einem PDP11/44-Computer durchgeführt. Dieses Programm kontrollierte die CAMAC-Hardware [CAM72], die die Verbindung zwischen ADC bzw. TDC und dem PDP11/44-Computer herstellte und ein Abspeichern der Daten auf Magnetband ermöglichte; dies geschah im "List-mode"-Verfahren.

Das Experiment konnte durch ein- und zweiparametrische Darstellungen von Meßgrößen auf einem Bildschirm überwacht werden. Neben der Datenspeicherung auf Magnetband wurde mit Hilfe von Impulszählern eine Bestimmung der Protonenstrahlladung, eine Kontrolle des Neutronenflusses und eine Überwachung der CP-Funktion durchgeführt. Der Gasdruck in den PPAC wurde während des gesamten Betriebes mit Meßschreibern überprüft.

4. Durchführung der Messungen

4.1 Raumwinkelmessungen

Zur Erstellung einer Spaltfragmentwinkelverteilung muß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(\Theta)$ der zu untersuchenden Spaltreaktion unter verschiedenen Winkeln Θ gemessen werden. In der hier verwendeten experimentellen Anordnung waren die zehn Detektoren unter den in den Tabellen 3.2 und 3.3 angegebenen Winkeln fest installiert. Der absolute differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem ergibt sich aus

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_i) = \frac{\Delta n_i}{n} \cdot \frac{1}{N \cdot \Delta x \cdot \Delta\Omega_i \cdot \eta_i} \quad (4.1),$$

mit

- Δn_i - Anzahl der unter einem Winkel Θ_i mittels des Detektors i registrierten Spaltfragmente einer Gruppe
- n - Anzahl der auf das Target einfallenden Neutronen
- N - Anzahl der Kerne pro Volumeneinheit der Targetsubstanz
- $\Delta\Omega_i$ - Raumwinkel des Detektors i
- η_i - Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems i
- Δx - Targetdicke.

Da zunächst der Verlauf der Winkelverteilung von Interesse war, genügte die Angabe eines relativen Wirkungsquerschnittes. Es wurde die in der Literatur [Van73] übliche Art der Darstellung, nämlich eine Normierung auf den Wirkungsquerschnitt unter 90° gewählt:

$$\frac{W(\Theta_i)}{W(90^\circ)} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta_i)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)} \quad (4.2).$$

Durch diese Normierung entfallen die experimentell schwer zu bestimmenden Meßgrößen N , Δx und n . Es gilt

$$\frac{W(\Theta_1)}{W(90^\circ)} = \frac{\frac{\Delta n_1}{\Delta n_{90^\circ}}}{\frac{\eta_1}{\eta_{90^\circ}} \cdot \frac{\Delta \Omega_1}{\Delta \Omega_{90^\circ}}} \quad (4.3).$$

Die Größen Δn_{90° , η_{90° und $\Delta \Omega_{90^\circ}$ dieser Gleichung beziehen sich auf den unter 90° stehenden Detektor. Für die Angabe einer Winkelverteilung nach Gleichung (4.3) muß also neben der Bestimmung der Spaltfragmentzählrate das Produkt aus relativem Raumwinkel und relativer Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren bekannt sein.

Diese Größe wurde durch Vergleich der Zählraten $\Delta n'_1$ von Spaltfragmenten einer isotrop strahlenden ^{252}Cf -Spontanspaltquelle, die anstelle des Targets eingebaut war, für alle Detektoren bestimmt:

$$\frac{\eta_1}{\eta_{90^\circ}} \cdot \frac{\Delta \Omega_1}{\Delta \Omega_{90^\circ}} = \frac{\Delta n'_1}{\Delta n'_{90^\circ}} \quad (4.4).$$

Für diese Messungen standen zwei ^{252}Cf -Quellen zur Verfügung, deren wichtigste Daten in Tabelle 4.1 zusammengestellt sind.

Tabelle 4.1: Daten der verwendeten ^{252}Cf - Spontanspaltquellen. Die angegebenen Aktivitäten beziehen sich nur auf den Zerfall durch Spontanspaltung.

	$\varnothing$ / mm	Backing	Aktivität zum Zeitpunkt des Experiments (FF)
Quelle 1	9	$750 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ti	~ 80 Bq
Quelle 2	5	$222 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ni	~ 2700 Bq

Mittlere Energien von Spaltfragmenten der ^{252}Cf -Quelle unterscheiden sich zwar geringfügig von denen der untersuchten $\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen [Bri87], die

Ansprechwahrscheinlichkeit für Spaltfragmente im hier betrachteten Energiebereich (0,4 bis 1,1 MeV/u) ist aber konstant. Die aufgrund der ^{252}Cf -Messungen ermittelten $\eta_i \cdot \Delta\Omega_i$ -Werte konnten daher für die Th(n,f)-Messungen übernommen werden.

Um auch absolute Werte des Produktes $\eta_i \cdot \Delta\Omega_i$ zu erhalten, mußte für irgendeinen Detektor (nicht notwendigerweise der 90° -Detektor) diese Größe berechnet werden. Aus der oben erwähnten Vergleichsmessung ließen sich dann die absoluten Werte für die anderen Detektoren durch Normierung auf den berechneten Wert $\eta_N \cdot \Delta\Omega_N$ bestimmen:

$$\eta_i \cdot \Delta\Omega_i = \frac{\Delta n'_i}{\Delta n'_N} \cdot \eta_N \cdot \Delta\Omega_N \quad (4.5).$$

Für die Berechnung der Größe $\eta_N \cdot \Delta\Omega_N$ wurde der Detektor SBD 2 gewählt, da für diesen Detektor die einfachsten Berechnungsverhältnisse vorlagen, wie im folgenden verdeutlicht wird.

Bezüglich der Ansprechwahrscheinlichkeit η_i muß berücksichtigt werden: 1., daß sie sich auf ein System von Detektoren - bestehend aus Spaltfragmentdetektor i und CP-Startdetektor - bezieht und 2., daß die von den Detektoren PPAC 1, 2 und 4, sowie SBD 4 und 5 registrierten Spaltfragmente ein bzw. drei Gitter der Spiegelanordnung durchqueren müssen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit η_i kann demnach formal ausgedrückt werden durch folgendes Produkt:

$$\eta_i = \eta_{D_i} \cdot \eta_{CP} \cdot T_i \quad (4.6)$$

- mit η_{D_i} - Ansprechwahrscheinlichkeit des Spaltfragmentdetektors i
 η_{CP} - Ansprechwahrscheinlichkeit des CP-Startdetektors
 T_i - Transmission der Spiegelanordnung bezüglich Detektor i.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit von Oberflächensperrschichtdetektoren (SBD) für Spaltfragmente ist laut Herstellerangabe $\eta_{\text{SBD}} = 100\%$ [ORT85]. Eine Vergleichsmessung mit dem SBD ergab für die Ansprechwahrscheinlichkeit des CP-Detektors

$\eta_{CP} = \eta_{SBD}$. Da die Spaltfragmente, die von SBD 2 registriert wurden, kein Gitter durchqueren, die Transmission also $T = 1$ war, folgt nach Gleichung (4.6): $\eta_{SBD2} = 100\%$.

Der noch zu berechnende Raumwinkel $\Delta\Omega_{SBD2}$ wurde aus der geometrischen Anordnung von Target und Detektor bestimmt. Bezüglich einer punktförmigen Quelle ist der Raumwinkel Ω_p eines Detektors mit der Fläche S definiert durch [Wie77]

$$\Omega_p = \int_S \frac{\vec{n} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_p)}{|\vec{r} - \vec{r}_p|^3} dS \quad (4.7),$$

mit

- $\vec{r}$ - Ortsvektor des Detektorflächenelementes dS
- $\vec{r}_p$ - Ortsvektor der Punktquelle
- $\vec{n}$ - Normalenvektor auf dS .

Bei einer ausgedehnten Quelle der Fläche S' ergibt sich ein Raumwinkel Ω [Car75]

$$\Omega = \frac{\int_{S'} \Omega_p dS'}{\int_{S'} dS'} \quad (4.8).$$

Gleichung (4.8) kann nur für die geometrisch einfachsten Fälle analytisch gelöst werden. Die Berechnung des Raumwinkels für SBD 2 in der hier vorliegenden Geometrie geschah mittels des Programms STERAD, das in Anlehnung an [Wil66] und [Wie84] Raumwinkel für ausgedehnte Quellen und beliebige Target-Detektoranordnungen durch eine Monte-Carlo-Simulation berechnet. Es ergab sich für beide ^{252}Cf -Quellen der Raumwinkel $\Omega_{SBD\ 2} = (33,34 \pm 0,18)$ msr.

Tabelle 4.2 zeigt das Ergebnis von 11 Raumwinkelmessungen, die in regelmäßigen zeitlichen Abständen vor, während und nach den Th(n,f)-Messungen zur Überprüfung der Apparatur durchgeführt wurden. Durch Setzen von entsprechenden Bedingungen in den Ortsspektren der PPAC konnten auch Raumwinkel für beliebige ausgeblendete Detektorflächen ermittelt werden. In Tabelle 4.2 sind beispielhaft Raumwinkel der PPAC mit entsprechender Unterteilung angegeben.

Tabelle 4.2: Experimentell bestimmte Raumwinkel der verwendeten Detektoren (Meßreihe B). Die Daten sind auf den berechneten Wert des SBD 2 bezogen.

Detektoren	offen	unterteilt ^{*)}
	$\frac{\eta \cdot \Delta\Omega}{\text{msr}}$	$\frac{\eta \cdot \Delta\Omega}{\text{msr}}$
PPAC 1	$71,02 \pm 2,10$	$22,86 \pm 0,65$
PPAC 2	$72,64 \pm 1,66$	$8,10 \pm 0,15^{**})$
PPAC 3	$76,98 \pm 2,21$	$24,79 \pm 0,67$
PPAC 4	$50,75 \pm 1,39$	$16,29 \pm 0,39$
PPAC 5	$58,65 \pm 1,27$	$19,11 \pm 0,46$
SBD 1	$7,60 \pm 0,23$	-
SBD 2	$33,34 \pm 0,18$	-
SBD 3	$24,21 \pm 0,45$	-
SBD 4	$7,42 \pm 0,35$	-
SBD 5	$7,26 \pm 0,23$	-

^{*)} Ausblendung der Detektorfläche bei PPAC 1,3,4,5:
(zentraler vertikaler Streifen)



^{**)} Ausblendung der Detektorfläche bei PPAC 2:
(zentrales Neuntel)



Für die Messungen von Winkelverteilungen einer separierten Fragmentgruppe waren identische Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren für leichte und schwere Fragmente von Bedeutung. Ungleiche Ansprechwahrscheinlichkeiten würden unter Umständen eine asymmetrische Winkelverteilung vortäuschen. Die Auswertung der ²⁵²Cf-Messungen unter diesen Gesichtspunkten ergab für alle Detektoren gleiche Ansprechwahrscheinlichkeiten für leichte und schwere Fragmente.

4.2 Spaltung von Thorium

Die Experimente zur Untersuchung der $^{232}\text{Th}(n,f)$ - und $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen wurden in zwei Meßreihen (A und B) durchgeführt. Meßreihe B unterschied sich von Meßreihe A im wesentlichen in folgenden Punkten: 1. Der experimentelle Aufbau wurde derart erweitert, daß eine Bestimmung der Orte von Neutronenproduktion und Spaltung - und damit eine Ermittlung des Spaltfragmentwinkels - möglich war (vgl. Kap. 3.1.1 und Kap. 3.2.1). 2. Zur Erlangung einer größeren statistischen Genauigkeit wurde a) die Meßzeit verlängert und b) die Massenbelegung des ^{232}Th -Target vergrößert. 3. Es wurden andere Neutroneneinschüßenergien gewählt.

Tabelle 4.3 zeigt einige Daten der verwendeten Th-Targets. Sie bestanden aus einzelnen Targets, die jeweils als Stapel auf einem Targethalter montiert wurden. Die Kohlenstoff-Trägerfolien, auf die das metallische Thorium bzw. das Thorium-Tetrafluorid aufgebracht wurden, waren auf Aluminium-Rahmen befestigt, deren Innendurchmesser die aktive Fläche des Targets definierte.

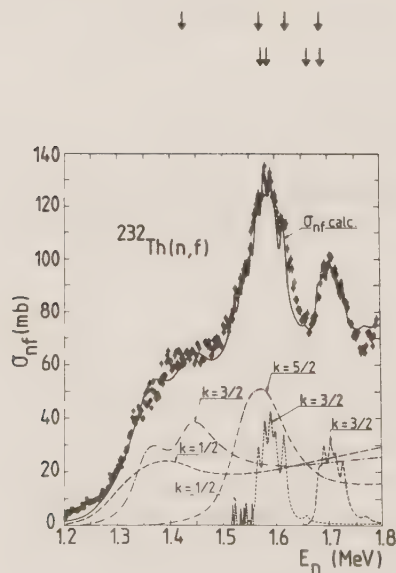
Tabelle 4.3 Daten der verwendeten Th-Targets.

Meßreihe	Nuklid	chemische Zusammensetzung	Massenbelegung $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Massenbelegung der C-Trägerfolie $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Durchmesser mm
A	^{232}Th	ThF_4	4×140	4×25	20
A	^{230}Th	Th	300 ± 47	2×25	14
B	^{232}Th	ThF_4	2×450	2×30	13

Aufgrund der α -Aktivität von Thorium (^{230}Th : $t_{1/2} = 7,54 \cdot 10^4$ a; ^{232}Th : $1,405 \cdot 10^{10}$ a) war eine sorgfältige Handhabung der Targets notwendig. Die Aktivität des ^{230}Th -Targets betrug $A = 89$ kBq; die des weniger aktiven ^{232}Th

wurde nicht gemessen. Der Anteil der aktiven Folgeprodukte im ^{230}Th -Target, die anhand ihrer α -Zerfallsenergien identifiziert wurden, war kleiner als 0,1 %.

Die Neutroneneinschüßenergien der untersuchten $^{230}\text{Th}(n,f)$ - und $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen wurden anhand der von Blons et al. [Blo84] gemessenen und analysierten Anregungsfunktion ausgewählt. Fig. 4.1 zeigt die Anregungsfunktion der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion im Bereich 1,2 MeV bis 1,8 MeV. Mit Pfeilen sind die Energien markiert, bei denen im Rahmen dieser Arbeit Winkelverteilungen gemessen wurden. Die Bereiche der Vibrationsresonanzen sind in Fig. 4.2 vergrößert dargestellt. Sie zeigen die von Blons et al. angegebene Lage von Rotationszuständen mit ihren Quantenzahlen J^π , sowie die Lage und Breite der hier gewählten Neutroneneinschüßenergie. Fig. 4.3 zeigt diese Daten für die $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Messung.



Meßreihe A

Meßreihe B

Fig. 4.1: Anregungsfunktion der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion [Blo84].

Über der Figur sind durch Pfeile die Energien markiert, bei denen im Rahmen dieser Arbeit nach leichter und schwerer Spaltfragmentmasse separierte Winkelverteilungen gemessen wurden.

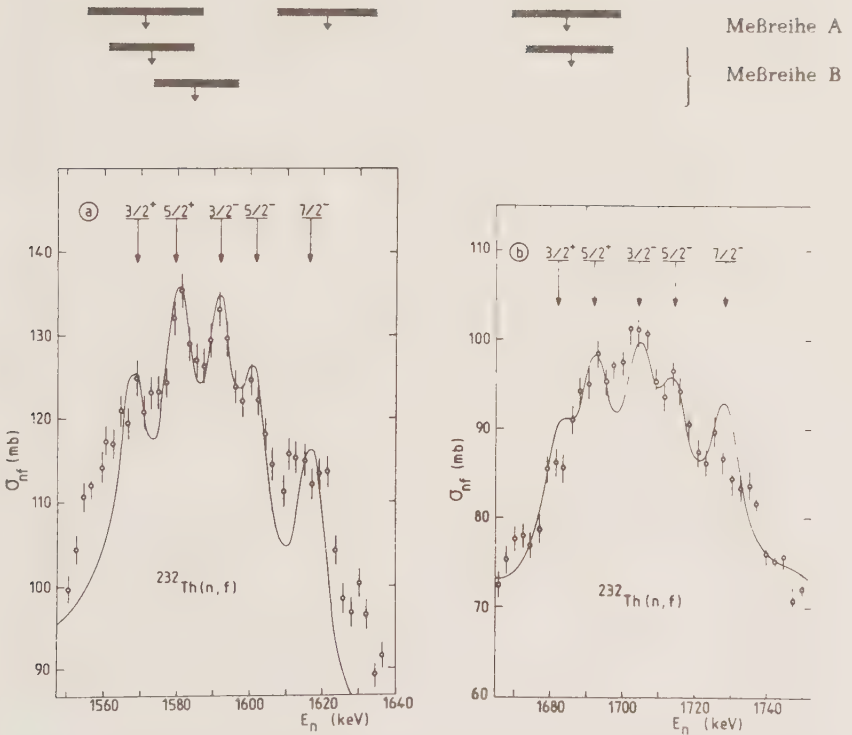


Fig. 4.2: Ausgewählte Vibrationsresonanzbereiche der Anregungsfunktion der $^{232}\text{Th}(n, f)$ -Reaktion [Blo84]. Schwerpunkte und doppelte Standardabweichungen (berechnete Werte) der in dieser Arbeit verwendeten Neutronenenergien sind über den Figuren gekennzeichnet. Die Pfeile in den Figuren geben die Lage der von Blons [Blo84] angegebenen Rotationszustände J^π an.

Die Messungen bei $E_n = 3,0$ MeV für Meßreihe A und bei $E_n = 3,3$ MeV für Meßreihe B, die Anregungsenergien von 7,8 MeV bzw. 8,1 MeV im ^{233}Th -Compoundkern entsprachen und damit weit oberhalb der Spaltbarriere ($\sim 5,8$ MeV) lagen, dienten als Kontrollmessungen der Meßapparatur; denn in diesem Energiebereich

wird aufgrund der hohen Niveaudichte im Compoundkern eine symmetrische Winkelverteilung der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe erwartet.

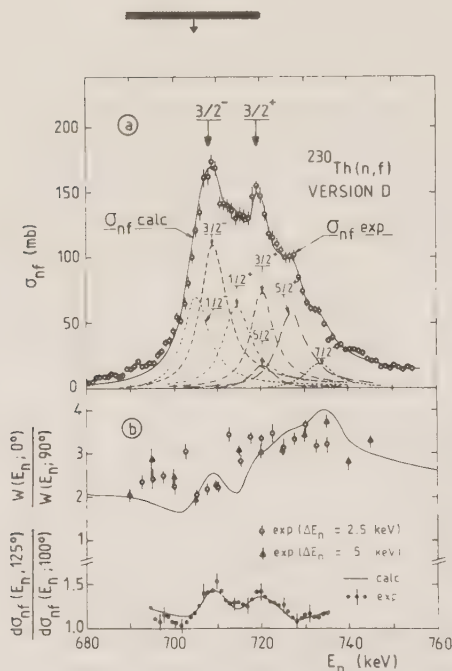


Fig. 4.3: Anregungsfunktion und Winkelverteilungsverhältnisse der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion im Bereich der 720 keV-Resonanz [Blo84]. Der Schwerpunkt und die doppelte Standardabweichung (berechnete Werte) des in dieser Arbeit verwendeten Neutronenenergiespektrums sind über der Figur gekennzeichnet. Die Lage der von Blons angegebenen Rotationszustände sind in der Figur durch Pfeile markiert bzw. durch gestrichelte Linien eingezeichnet.

Tabelle 4.4 zeigt eine Zusammenstellung aller Messungen und der wichtigsten experimentellen Daten geordnet in chronologischer Abfolge. Die Neutronenenergie, die Breite der Neutronenenergieverteilung und der Neutronenfluß sind berechnete Größen (siehe Anhang A). Zwischen den einzelnen Messungen wurde für die Raumwinkelmessungen bzw. zur Kontrolle der Apparatur anstelle des Th-Targets eine ^{252}Cf -Spontanspaltquelle eingebaut.

Tabelle 4.4: Zusammenstellung der wichtigsten experimentellen Daten.

(E_p - Protonenenergie, E_{n_0} - Schwerpunkt (Momentenmethode) der berechneten Neutronenenergie der Gruppe n_0 , $\Delta E_{n_0}^*$ - Halbwertsbreite des Neutronenenergiespektrums, Δx_{Li} - Massenbelegung des Lithium-Targets, Φ_{n_0} - berechneter Neutronenfluß durch das Lithium-Target unter Berücksichtigung der Neutronenabsorption in den Materialien des Hochstromtargets, t - Meßzeit)

Nr.	Meß- reihe	$\frac{E_p}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{n_0}}{\text{MeV}}$	$\frac{\Delta E_{n_0}^*}{\text{keV}}$	$\frac{\Delta x_{Li}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2}$	$\frac{\Phi_{n_0}}{\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}}$	$\frac{t}{\text{h}}$	Target ¹⁾
1	A	3,277	1,571	37	105	$1,2 \cdot 10^7$	122	^{232}Th
2	A	3,326	1,621	32	105	$1,2 \cdot 10^7$	38	^{232}Th
3	A	3,389	1,684	35	105	$1,1 \cdot 10^7$	67	^{232}Th
4	A	4,700	3,004	46	105	$1,6 \cdot 10^7$	38	^{232}Th
5	A	3,132	1,423	30	105	$1,3 \cdot 10^7$	67	^{232}Th
6	A	2,448	0,705	37	315	$3,5 \cdot 10^7$	66	^{230}Th
7	B	3,278	1,573	28	276	$1,2 \cdot 10^7$	150	^{232}Th
8	B	3,290	1,585	28	276	$1,2 \cdot 10^7$	76	^{232}Th
9	B	3,388	1,685	28	276	$1,1 \cdot 10^7$	73	^{232}Th
10	B	3,360	1,663	28	276	$1,1 \cdot 10^7$	76	^{232}Th
11	B	5,000	3,313	30	276	$2,0 \cdot 10^7$	37	^{232}Th

1) siehe auch Tabelle 4.3

5. Auswertung der Meßdaten und Darstellung der Ergebnisse

Das Ziel der Datenauswertung war es, die für schwere und leichte Fragmentgruppen getrennten Winkelverteilungen der $^{232}\text{Th}(n,f)$ - und $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Messungen zu ermitteln. Eine Analyse der Winkelverteilungen, auf die in Kapitel 6 eingegangen wird, sollte Aufschluß über die am Spaltprozeß beteiligten Zustände und damit über die Struktur der Spaltbarriere geben.

Die Auswertung der Rohdaten wurde mit dem Vielparameterprogramm PAX [Kro81] durchgeführt. Für jede Messung wurde die Anzahl der in den einzelnen Detektoren registrierten Spaltfragmente bestimmt, wobei die schweren und die leichten Fragmente separat gezählt wurden. Die getrennte Auszählung der Fragmentgruppen war für die Daten der PPAC-Detektoren durch Setzen von geeigneten Integrationsgrenzen in den Flugzeitspektren (siehe Fig. 3.23) möglich, da die Gruppen durch ein ausgeprägtes Tal zu unterscheiden waren. Der Fehler in der Zuordnung der Ereignisse zur schweren oder leichten Gruppe betrug für PPAC 1, 2 und 3 $\Delta n/n \approx 1,5\%$ und für PPAC 4 und 5 $\Delta n/n < 1\%$. Für die SBD-Detektoren erfolgte die Identifizierung der Gruppen in eindeutiger Weise ($\Delta n/n < 1\%$) mittels der E-T-Darstellung der Daten (siehe Fig. 3.18).

Der nächste Schritt der Datenauswertung bestand in der Umrechnung der Spaltfragmentwinkel und Detektorraumwinkel vom Laborsystem in das Schwerpunktsystem von Projektil und Target. Grundlage dieser Rechnungen war die Zweikörperkinematik von Kernreaktionen der Art $\mathbf{a} + \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{L} + \mathbf{H}$, wobei $\mathbf{a}$ das Projektil, $\mathbf{A}$ das Target, $\mathbf{L}$ das leichte und $\mathbf{H}$ das schwere Reaktionsprodukt bezeichnen [Mar68][Kam79]. Für die Reaktionsprodukte $\mathbf{L}$ und $\mathbf{H}$ wurden die mittleren Massen der schweren und leichten Fragmentgruppe eingesetzt. Die Werte der mittleren Massen und der in die Kinematikrechnung eingehenden "Totalen Kinetischen Energie" (TKE) der Reaktion wurden gemessen [Bri87] bzw. der Literatur entnommen. Die Daten wurden gemittelt und sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Tabelle 5.1 Mittlere Massen der leichten und schweren Fragmentgruppe, mittlere TKE der Reaktionen und die Referenzen dieser Daten.

Reaktion	$\frac{\langle m_H \rangle}{u}$	$\frac{\langle m_L \rangle}{u}$	$\frac{\langle TKE \rangle}{u}$	Referenzen
$^{232}\text{Th}(n,f)$	140	93	163,5	[Bri87] [Tro79]
$^{230}\text{Th}(n,f)$	140	91	163,6	[Van73]

Die Umrechnung der Spaltfragmentwinkel ins Schwerpunktsystem stellt aufgrund der Beschreibung der Reaktion durch die mittleren Massen der Fragmente und die mittlere TKE nur eine Näherung dar. Die daraus resultierenden Unsicherheiten sind jedoch sehr gering, da die Schwerpunktschwindigkeit nur ca. 0,4 % der Projektilgeschwindigkeit beträgt, und die umzurechnenden Werte sich somit nur geringfügig ändern. So wird beispielsweise bei 1,57 MeV Einschußenergie der Laborwinkel $\Theta_L = 107,5^\circ$ für die leichte Fragmentgruppe zum Schwerpunktswinkel $\vartheta_{c.m.} = 107,8^\circ$.

Die Winkelverteilungen, die im folgenden dargestellt werden, beziehen sich auf die leichte Spaltfragmentgruppe. Da im Schwerpunktsystem die Fragmente nahezu diametral auseinanderfliegen, entspricht ein unter einem Winkel ϑ_H registriertes schweres Spaltfragment einem leichten, welches unter einem Winkel $\vartheta_L = 180^\circ - \vartheta_H$ emittiert wurde. Die Daten der schweren Gruppe wurden somit auch für die Winkelverteilung der leichten Gruppe ausgewertet. Folglich konnten bei jeder Einschußenergie aus den Daten der 10 Detektoren bis zu 20 Datenpunkte für die Winkelverteilungen der leichten Fragmentgruppe gewonnen werden. Dieser Zusammenhang macht deutlich, daß die Winkelverteilungen der schweren Fragmentgruppe identisch mit den um 90° gespiegelten Winkelverteilungen der leichten Gruppe sind und daher keiner gesonderten Betrachtung bedürfen.

Die Spaltfragmente separieren nicht notwendigerweise diametral, da sie durch die nach der Szission abgedampften Neutronen einen Rückstoß erfahren. Unter der Annahme einer im System des Fragments isotropen Neutronenabdampfung [Bow62], werden die zu einem festen Winkel ϑ_H korrespondierenden Winkel ϑ_L im Mittel um den Wert $\langle \vartheta'_L \rangle = 180^\circ - \vartheta_H$ schwanken. Die Breite der

Verteilung des Winkels ϑ'_L wurde durch Betrachtung der beteiligten Impulse und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß im Mittel $\bar{\nu} \approx 2$ Neutronen pro Spaltung abgedampft werden, konservativ zu $\Delta\vartheta'_L = 1,6^\circ$ berechnet [Gro83]. Diese Winkelaufweitung wurde für die weitere Auswertung vernachlässigt, da $\Delta\vartheta'$ weitaus kleiner ist als die Winkelunschärfe, die durch den experimentellen Aufbau verursacht wird.

Die Winkelverteilungen sind gemäß Gleichung (4.3) in normierter Form dargestellt. Speziell festgelegt war, daß auf die Daten der leichten Spaltfragmente des PPAC 3 normiert wurde:

$$\frac{W(\vartheta_1)}{W(\vartheta_{90^\circ})} = \frac{\frac{N_1}{\eta_1 \Delta\Omega_1}(\vartheta_1)}{\frac{N_3}{\eta_3 \Delta\Omega_3}(\vartheta_3)_{\text{PPAC 3, LFF}}} \quad (5.1).$$

Die Ergebnisse der $^{232}\text{Th}(n,f)$ - und der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Daten werden im folgenden getrennt vorgestellt. Die Darstellung der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Daten gliedert sich entsprechend der Durchführung der Experimente in Meßreihe A und B. In Anhang B sind die experimentell ermittelten Werte in tabellarischer Form aufgeführt.

Den Überlegungen von Kap. 2.3 folgend wurden an die experimentellen Daten gemäß Gleichung (2.46) Entwicklungen von Legendre-Polynomen $\{\sum_{\ell} a_{\ell} P_{\ell}(\cos\vartheta)\}$ angepaßt. Dabei wurden zunächst nur um 90° symmetrische Funktionen (d.h. nur Terme mit geradem ℓ) verwendet. Um die Anpassungen beurteilen zu können, sind die Abweichungen der Datenpunkte von den angepaßten Funktionen in den Darstellungen der Winkelverteilungen (Fig. 5.1 bis 5.5 und Fig. 5.11 bis 5.21) jeweils unten angefügt. Durch die Anpassungen sollte 1. der Symmetriecharakter der Winkelverteilungen untersucht werden, 2. ein Vergleich mit Literaturdaten ermöglicht werden und 3. eine Analyse der Spaltkanäle erfolgen. Diese Aspekte werden in Kap. 6 ausführlich dargestellt.

5.1 $^{232}\text{Th}(n,f)$ - Daten

Winkelverteilungen der Meßreihe A sind in Fig. 5.1 bis 5.5 dargestellt. Die Orte von Neutronenproduktion und Spaltung wurden für einzelne Spalttereignisse nicht gemessen. Deshalb wurde die berechnete mittlere Einfallsrichtung $\bar{\gamma}_n$ des Neutronenstrahls, wie sie in Tabelle A2 (siehe Anhang A) für jede Messung verzeichnet ist, als Referenz für die Winkel der Detektoren gewählt. Die vertikalen Balken an den Datenpunkten berechnen sich aus den relativen statistischen Fehlern der Zählrate n und des Produktes aus Raumwinkel und Ansprechwahrscheinlichkeit $\eta \cdot \Delta\Omega$:

$$\frac{\Delta y}{y} = \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\eta \Delta\Omega)}{\eta \Delta\Omega}\right)^2} \quad (5.2).$$

Die Winkelunsicherheit $\Delta\Theta$ der Datenpunkte ergibt sich 1. aus dem Öffnungswinkel $\Delta\Theta_D$ der Detektoren bezüglich des Spalttargets und 2. aus der berechneten Winkelunsicherheit $\Delta\gamma_n$ des einfallenden Neutronenstrahls:

$$\Delta\Theta = \sqrt{\Delta\Theta_D^2 + \Delta\gamma_n^2} \quad (5.3).$$

Wie in Kap. 3.3.2 dargelegt, wäre zwar eine kleinere Winkelschrittweite durch zusätzliche Unterteilung der PPAC möglich, erscheint aber zum einen aufgrund der geringen Anzahl der Ereignisse und zum anderen aufgrund der großen Winkelvarianz des Neutronenstrahls nicht sinnvoll.

Die Ergebnisse von Meßreihe A zeigten, daß im wesentlichen folgende experimentelle Unsicherheiten eine exakte Analyse und Interpretation der Meßdaten erschwerten: 1. die große Winkelunsicherheit, 2. die Unsicherheit der Neutronenenergie und 3. die geringe statistische Genauigkeit.

Ziel der Meßreihe B war es, diese Unsicherheiten zu reduzieren und eine experimentelle Bestimmung der Spaltfragmentemissionswinkel durchzuführen. Dazu wurden die in Kap. 3 näher erläuterten Maßnahmen ergriffen: 1. Messung der Orte von Neutronenproduktion und Spaltung und 2. Erhöhung der statistischen Genauigkeit durch Verlängerung der Meßzeiten und Erhöhung der Targetdicke.

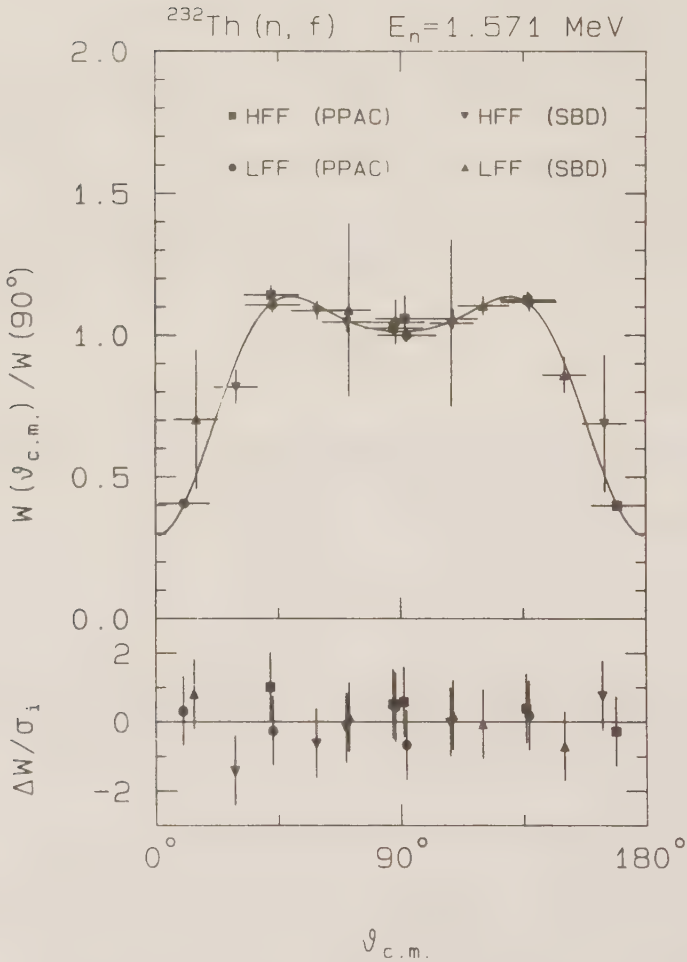


Fig. 5.1: Oben: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschußenergie von $E_n = (1,571 \pm 0,016) \text{ MeV}$ (Meßreihe A). Die verschiedenen Symbole zeigen an, welche Fragmentgruppe ausgewertet wurde (HFF $\equiv$ schwere Gruppe, LFF $\equiv$ leichte Gruppe) und in welchem Detektor die Fragmente registriert wurden. An die Daten wurde eine Überlagerung von Legendre-Polynomen unter Verwendung nur gerader Entwicklungsparameter $k \leq 6$ angepaßt (durchgezogene Linie). Unten: Abweichung der Daten vom angepaßten Polynom normiert auf die Standardabweichung der Datenpunkte.

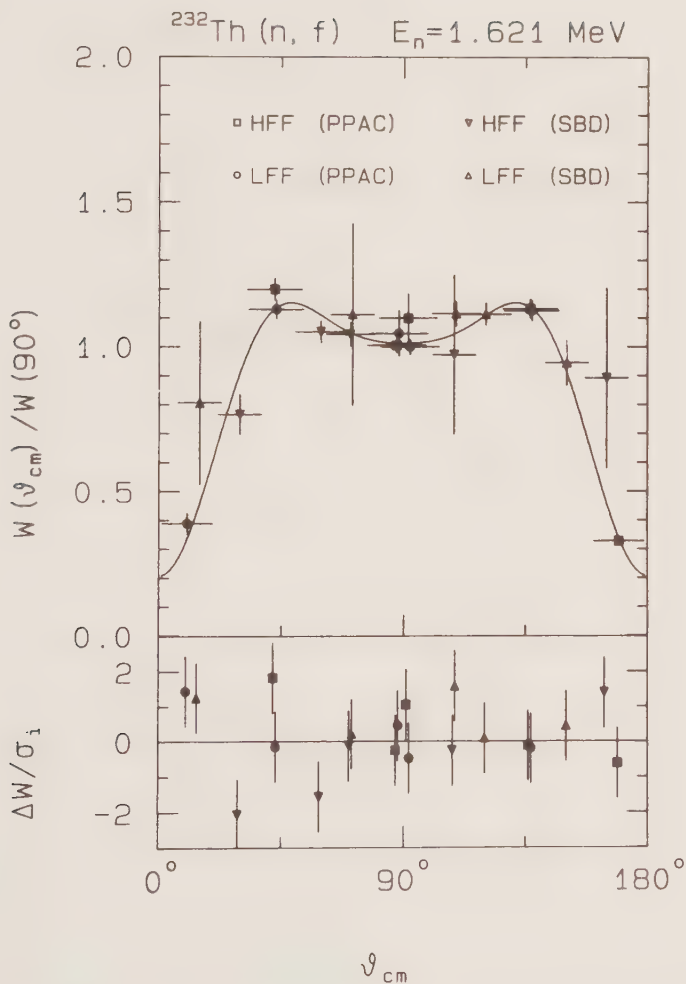


Fig. 5.2: $^{232}\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschubenergie von $E_n = (1,621 \pm 0,014) \text{ MeV}$ (Meßreihe A). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

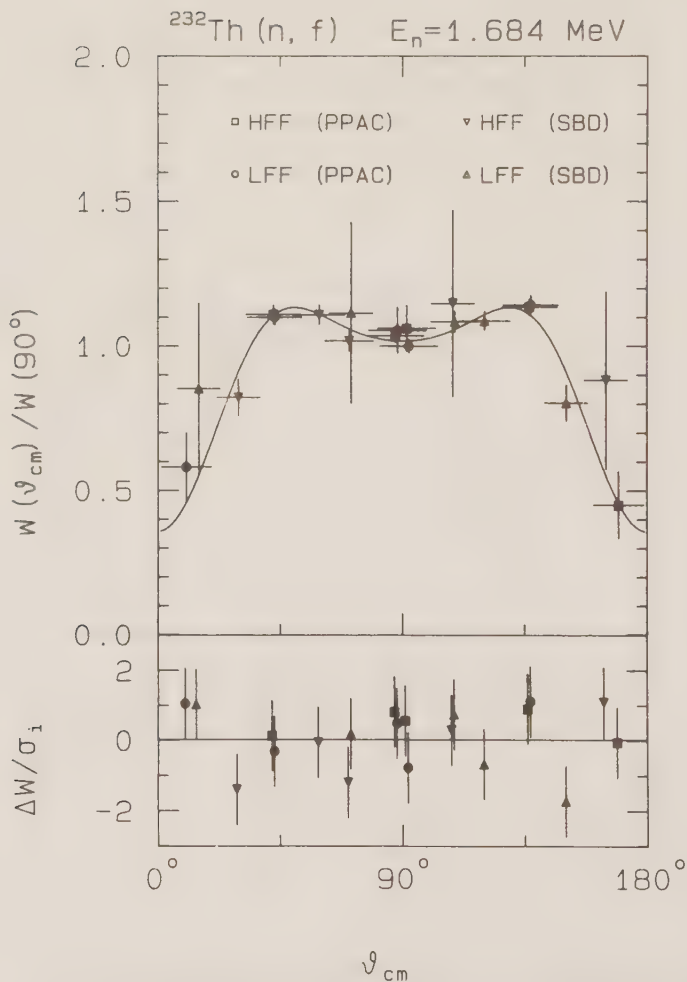


Fig. 5.3: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschußenergie von $E_n = (1,684 \pm 0,015) \text{ MeV}$ (Meßreihe A).
(Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

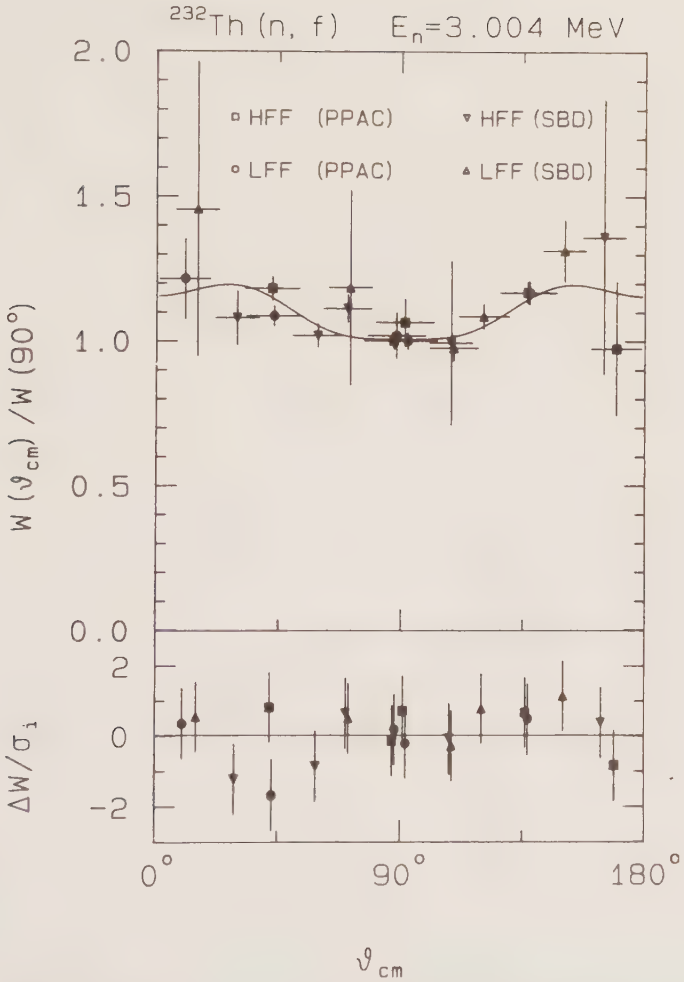


Fig. 5.4: $^{232}\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschussenergie von $E_n = (3,004 \pm 0,020) \text{ MeV}$ (Meßreihe A). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

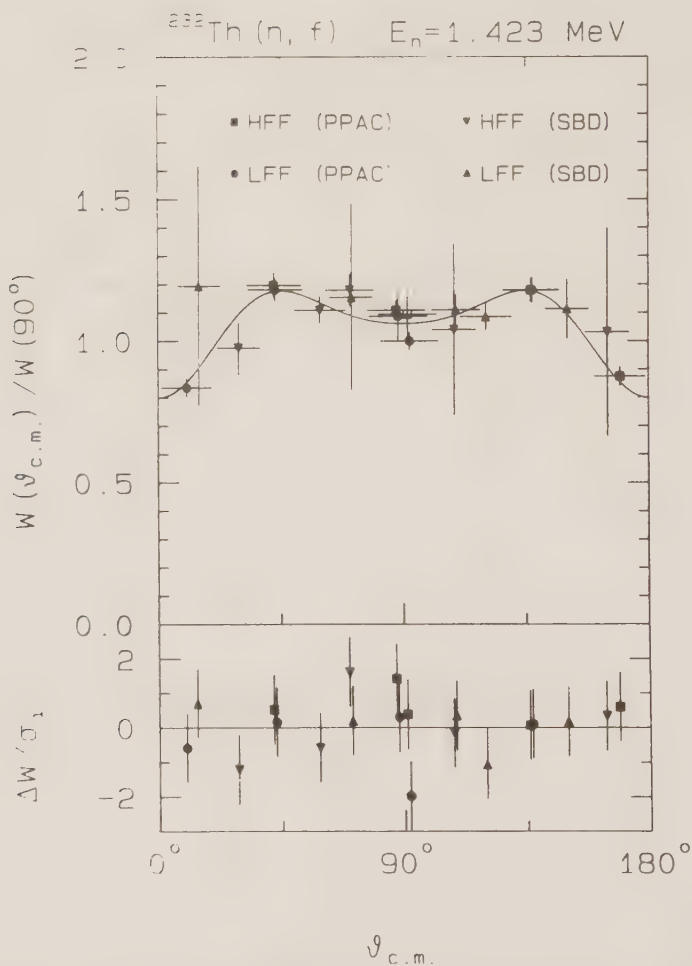


Fig. 5.5: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschussenergie von $E_n = (1.423 \pm 0.013) \text{ MeV}$ (Meßreihe A). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

Durch die Messung der Orte von Neutronenproduktion P_1 , Spaltung P_2 und Detektoreinschlag P_3 wurde eine Berechnung der Neutroneneinfallswinkel Θ_n und der Spaltfragmentwinkel Θ_{FF} möglich. Die Angabe der experimentell bestimmten Ortskoordinaten P_1 , P_2 , P_3 war jeweils auf Koordinatensysteme bezogen, deren Ursprung im Neutronentarget, im Spalttarget bzw. in den Detektoren selbst lagen. Fig. 5.6 verdeutlicht die durch den experimentellen Aufbau vorgegebene feste, relative Lage der Koordinatensysteme des Li-Targets (x,y,z), des Spalttargets (x',y',z') und eines willkürlich ausgewählten Detektors (x'',y'',z''). Beispielhaft sind Orte P_1 , P_2 , P_3 eingezeichnet. Die Ausrichtung der Achsen dieser Koordinatensysteme wurde im Fall des neutronenproduzierenden Targets durch die Richtung

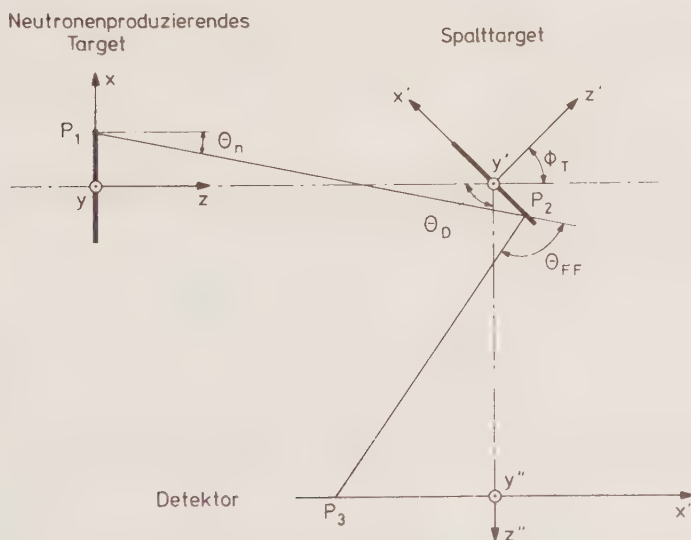


Fig. 5.6: Relative Lage der Koordinatensysteme des Li-Targets, des Th-Spalttargets und eines willkürlich ausgewählten Detektors. Beispielhaft sind Punkte P_1 (Neutronenproduktionsort), P_2 (Ort der Spaltung) und P_3 (Registrierungsort im Detektor) eingezeichnet. Daraus lassen sich der Neutronenemissionswinkel Θ_n und der Spaltfragmentemissionswinkel Θ_{FF} berechnen.

der Strahlablenkung des Protonenstrahls und im Fall der Detektoren (CP, PPAC) durch die Lage der - der Ortsbestimmung dienenden - Gitter festgelegt. Für die SBD-Detektoren wurde der Ort P_3 der Registrierung mit der Position des Detektorzentrums gleichgesetzt. Zur Berechnung der Winkel Θ_n und Θ_{FF} wurde als gemeinsames Bezugssystem für die Orte P_i das Koordinatensystem x, y, z des Neutronentargets gewählt.

Die Vorschrift zur Transformation einer Ortskoordinate P_i von einem Koordinatensystem in das neue Bezugssystem lautet [Bro74]:

$$\vec{r}' = \vec{D} \cdot \vec{r} + \vec{d} \quad (5.4),$$

wobei $\vec{r}$ - der Ortsvektor des Punktes P_i im alten Koordinatensystem
 $\vec{r}'$ - der Ortsvektor des Punktes P_i im neuen Koordinatensystem
 $\vec{d}$ - Ortsvektor des Ursprungs des alten Systems im neuen System
 (Translation)
 $\vec{D}$ - Drehmatrix

bedeuten. Die Drehmatrix enthält als Matricelemente die Richtungskosinus der Einheitsvektoren von altem und neuem System:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \cos \varphi(\vec{x}', \vec{x}) & \cos \varphi(\vec{x}', \vec{y}) & \cos \varphi(\vec{x}', \vec{z}) \\ \cos \varphi(\vec{y}', \vec{x}) & \cos \varphi(\vec{y}', \vec{y}) & \cos \varphi(\vec{y}', \vec{z}) \\ \cos \varphi(\vec{z}', \vec{x}) & \cos \varphi(\vec{z}', \vec{y}) & \cos \varphi(\vec{z}', \vec{z}) \end{pmatrix} \quad (5.5).$$

$\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ und $\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}'$ sind die Einheitsvektoren im alten bzw. neuen Koordinatensystem.

Werden die Ortskoordinaten der Punkte P_1, P_2, P_3 im neuen Bezugssystem mit $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ und die Vektoren $P_1P_2 = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ bzw. $P_2P_3 = \vec{r}_3 - \vec{r}_2$ mit $\vec{r}_{21}$ und $\vec{r}_{32}$ bezeichnet, so berechnet sich der Spaltfragmentwinkel Θ_{FF} aus

$$\Theta_{FF} = \arccos \frac{\vec{r}_{21} \cdot \vec{r}_{32}}{|\vec{r}_{21}| \cdot |\vec{r}_{32}|} \quad (5.6)$$

und der Neutronenemissionswinkel Θ_n aus

$$\Theta_n = \arccos \frac{\vec{r}_{21} \cdot \vec{z}}{|\vec{r}_{21}|} \quad (5.7).$$

Fig. 5.7 zeigt ein gemäß Gleichung (5.7) gewonnenes Spektrum des Neutronenemissionswinkels Θ_n für die Messung bei $\bar{E}_n = 1.573$ MeV. Der Schwerpunkt und die Standardabweichung dieser Verteilung wurde zu $\bar{\Theta}_n = (7,3^\circ \pm 4,4^\circ)$ ermittelt.

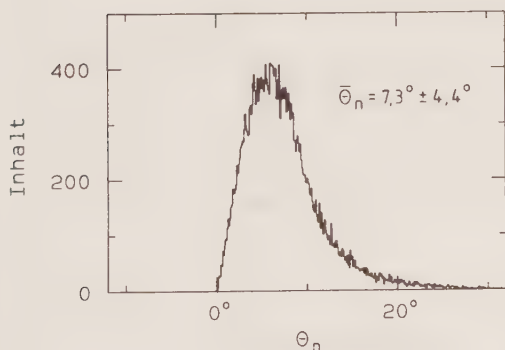


Fig. 5.7:

Experimentell gewonnenes Spektrum des Neutronenemissionswinkels Θ_n (Meßreihe B, $E_n = 1,573$ MeV). Angegeben ist der Schwerpunkt (Momentenmethode) und die Standardabweichung der Verteilung.

Tabelle 5.2 zeigt zusammenfassend die Mittelwerte des Winkels Θ_n für die Messungen der Meßreihe B. Die gemessenen Spektren der Neutronenemissionswinkel zeigen befriedigende Übereinstimmung mit berechneten Spektren (siehe Anhang A).

Für jeden Detektor konnte gemäß Gleichung (5.6) und nach Umrechnung ins Schwerpunktsystem ein Spektrum der Spaltfragmentwinkel ϑ_{FF} erstellt werden. Für die verwendeten SBD-Detektoren wurde als Ort der Spaltfragmentregistrierung (P_3) das Zentrum der empfindlichen Fläche gewählt, da sie nicht ortsempfindlich sind. Infolgedessen wird die aus den Meßwerten berechnete Verteilung der Fragmentwinkel der SBD allein durch die Neutronenemissionswinkelverteilung bestimmt.

E_n MeV	$\bar{\Theta}_n \pm \sigma$
1,573	$7,3^\circ \pm 4,4^\circ$
1,585	$8,2^\circ \pm 5,2^\circ$
1,685	$7,3^\circ \pm 4,5^\circ$
1,663	$7,4^\circ \pm 4,6^\circ$
3,313	$8,4^\circ \pm 5,3^\circ$

Tabelle 5.2: Schwerpunkte und Standardabweichungen der gemessenen Neutronenemissionswinkel $\bar{\Theta}_n$ für Meßreihe B. Die Werte wurden nach der Momentenmethode ermittelt.

Die großflächigen PPAC dagegen erlauben zusätzlich eine Bestimmung des Auftreffortes im Detektor, so daß die Breite der Verteilung auch durch die Öffnungswinkel der Detektoren beeinflusst wird. Fig. 5.8 (rechts) zeigt ein Spaltfragmentwinkelspektrum des PPAC 4, wobei das Ortsspektrum (vertikales Gitter) und das Neutronenemissionswinkelspektrum mit eingezeichnet sind. Schwerpunkt und Breite der Verteilung des Winkels Θ_{FF} sind angegeben. Durch Setzen von Bedin-

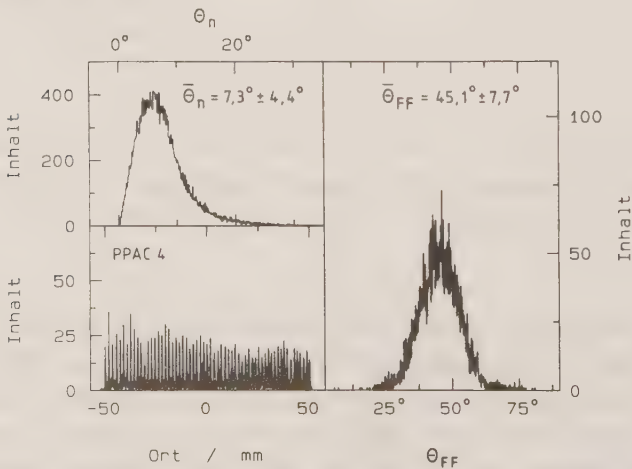


Fig. 5.8: Rechts: Experimentell gewonnenes Spektrum des Spaltfragmentwinkels Θ_{FF} (PPAC 4). Links oben: Spektrum des Neutronenemissionswinkels Θ_n der gleichen Messung. Links unten: Ortsspektrum (x) des PPAC 4.

gungen a) im Θ_n -Spektrum und b) im Ortsspektrum des Detektors kann die Breite der Winkel Θ_{FF} reduziert werden, wie in Fig. 5.9 und Fig. 5.10 demonstriert wird. Fig. 5.9 zeigt das Θ_{FF} -Spektrum unter der Bedingung, daß nur Ereignisse akzeptiert werden, wenn $3^\circ \leq \Theta_n \leq 6^\circ$ gilt. Die Breite der Verteilung des Winkels Θ_{FF} reduziert sich auf $\Theta_{FF} = 45,4^\circ \pm 5,3^\circ$. Wird zusätzlich die Bedingung gestellt, daß nur Ereignisse akzeptiert werden, die eine schmale vertikale Detektorfläche treffen (20 Drähte $\approx$ 33 mm breitem Streifen), so wird die Breite $\Delta\Theta_{FF}$ nochmals reduziert (Fig. 5.10).

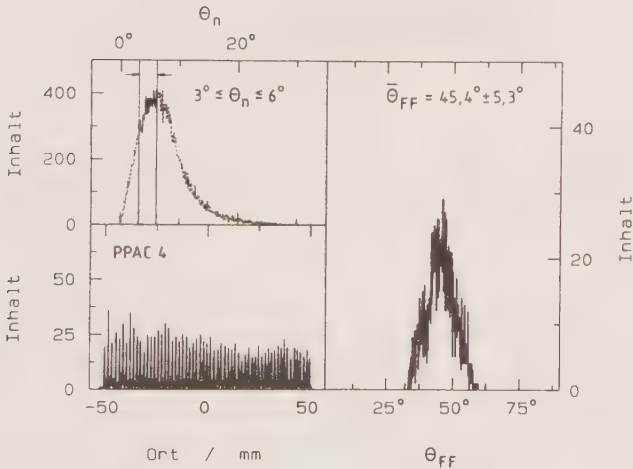


Fig. 5.9: Wie Fig. 5.8; jedoch wurden für das Spaltfragmentspektrum nur Ereignisse akzeptiert, die der Bedingung $3^\circ \leq \Theta_n \leq 6^\circ$ genügen.

Die Einschränkung des Neutronenemissionswinkelbereiches verringert die statistische Genauigkeit und entspricht einer Reduzierung der Neutronenstrahlintensität. Raumwinkel und Ansprechwahrscheinlichkeit der offenen Detektoren bleiben unverändert. Werden Bedingungen auf die Größe der Detektorfläche gestellt, so muß der aus den Raumwinkelmessungen extrahierte $\eta \cdot \Delta\Omega$ -Wert (siehe Tab. 4.2) berücksichtigt werden.

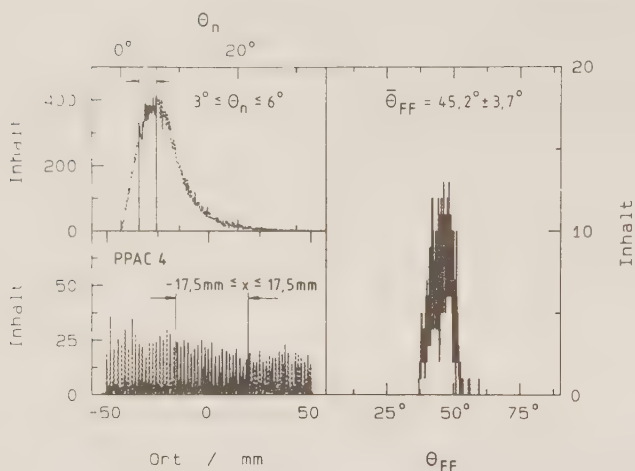


Fig. 5.10: Wie Fig. 5.9; zusätzlich wurden nur Spaltfragmente akzeptiert, die den markierten schmalen Bereich des Detektors (PPAC 4) treffen. Die Winkelvarianz $\Delta\Theta_{FF}$ ist gegenüber denen der Figuren 5.8 und 5.9 deutlich reduziert.

Winkelverteilungen der Meßreihe B werden in Fig. 5.11 bis 5.15 gezeigt, wobei keine Bedingungen auf den Neutronenemissionswinkel Θ_n und die Ortsspektren der PPAC gesetzt wurden.

Winkelverteilungen der Meßreihe B mit reduzierten Spaltfragmentwinkelunsicherheiten sind in Fig. 5.16 bis 5.20 dargestellt. Dabei wurden die Einschränkungen auf Θ_n und den Detektorort (PPAC 1,3,4,5), wie sie in Fig. 5.10 dargestellt sind, vorgenommen. Für den 0° -Detektor (PPAC 2) wurde als Detektorfläche das zentrale Neuntel gewählt. Die unter diesen Bedingungen gewonnenen Winkelverteilungen lassen deutlich die Reduzierung der Winkelvarianz erkennen, die allerdings auf Kosten einer Vergrößerung der vertikalen Fehlerbalken (statistische Genauigkeit) geht. Die Gestalt der Winkelverteilungen wird nur wenig modifiziert. Für die Darstellung und Auswertung der Winkelverteilungen mit reduzierten Winkelunsicherheiten müssen die Bedingungen bezüglich der statistischen Genauigkeit der Daten einerseits und der Winkelauflösung andererseits abgewägt werden. Die für Fig. 5.16 bis 5.20 gewählten Bedingungen erwiesen sich als geeigneter Kompromiß.

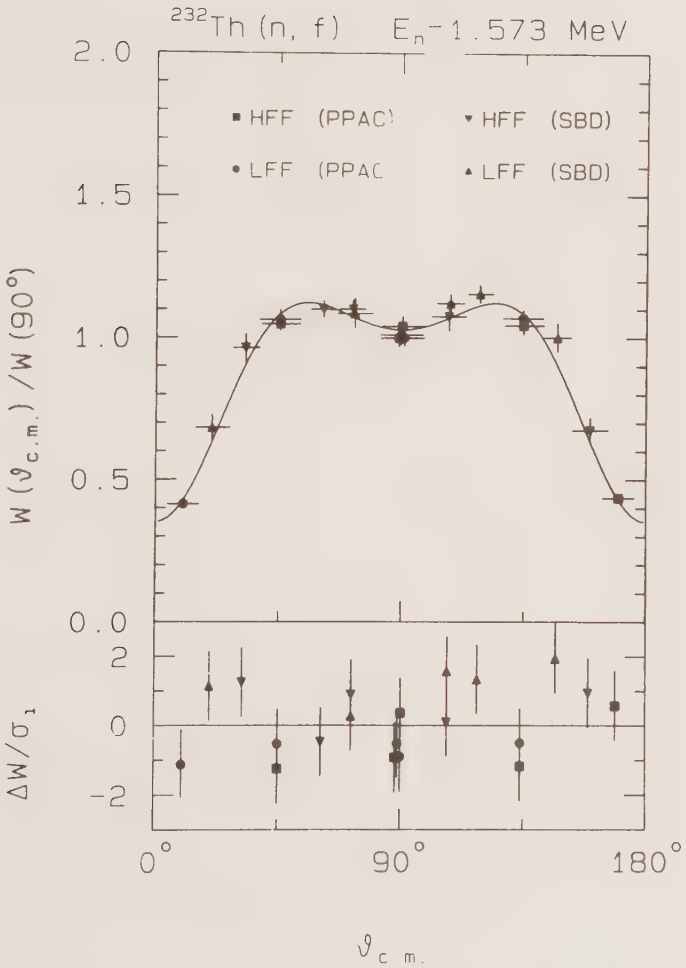


Fig. 5.11: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschubenergie von $E_n = (1,573 \pm 0,012) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

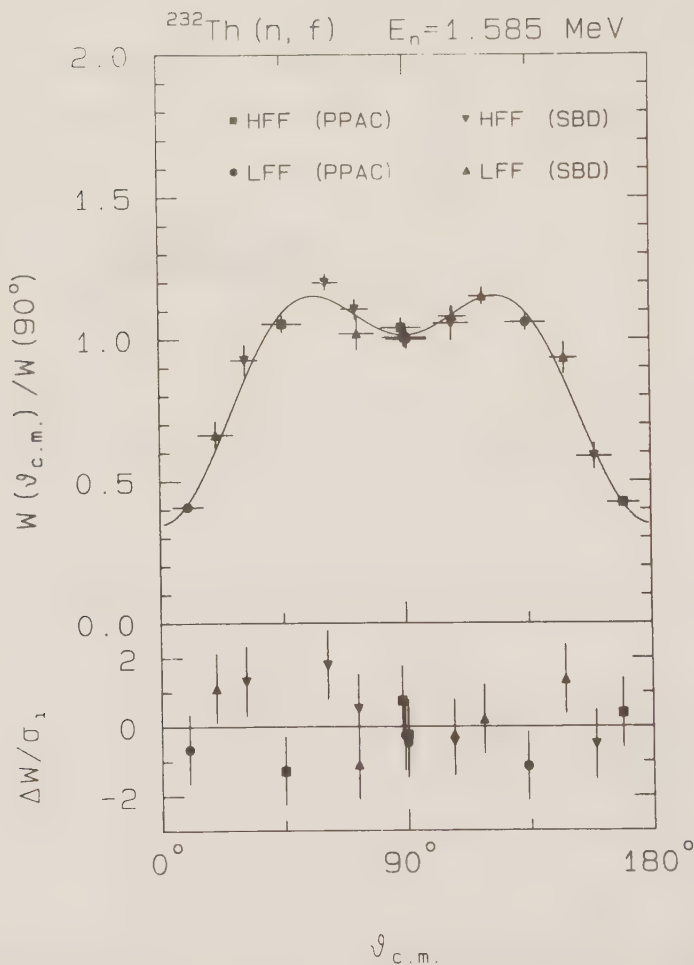


Fig. 5.12: $^{232}\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschüßenergie von $E_n = (1.585 \pm 0.012) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

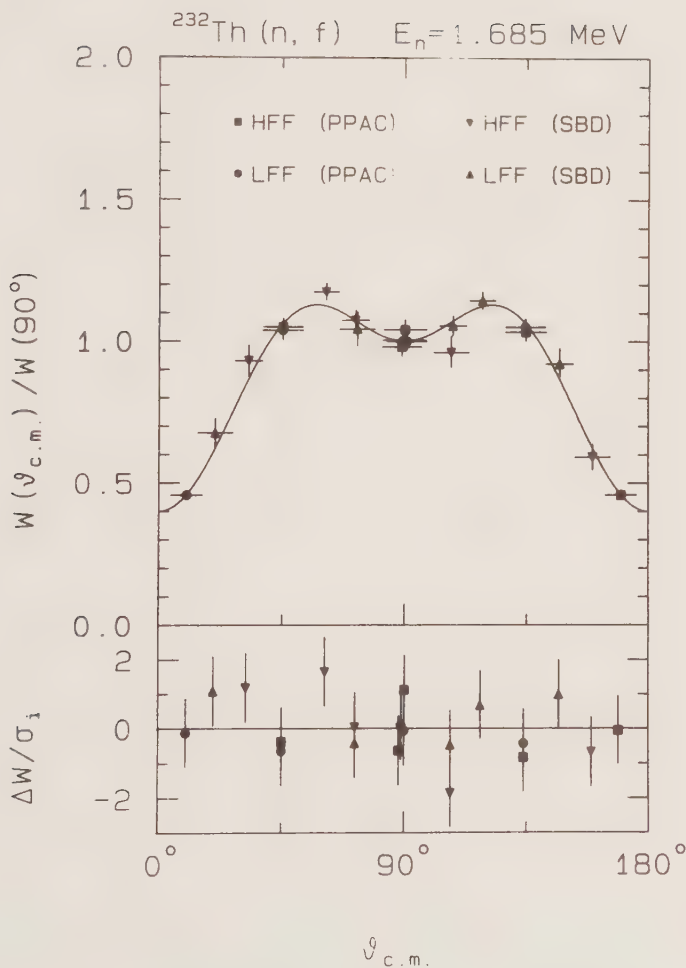


Fig. 5.13: $^{232}\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschussenergie von $E_n = (1,685 \pm 0,012) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

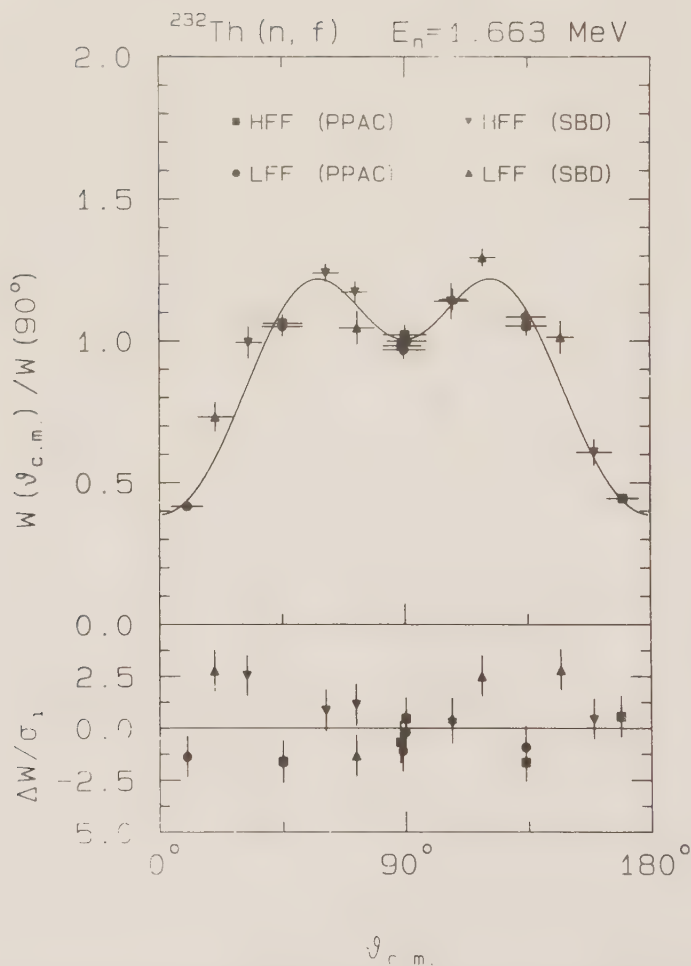


Fig. 5.14: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschüßenergie von $E_n = (1,663 \pm 0,012) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

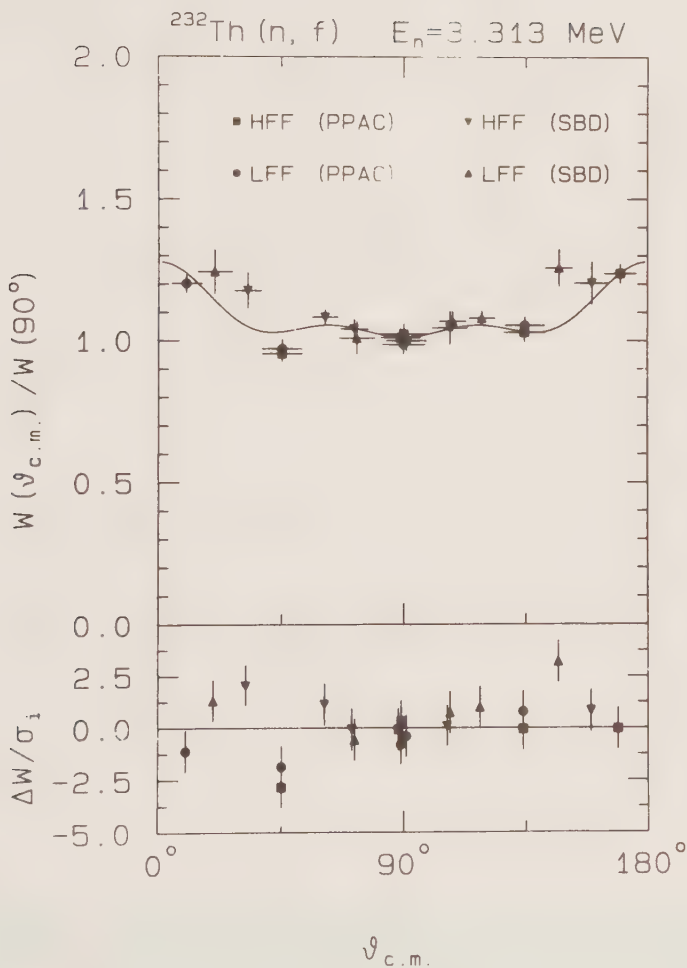


Fig. 5.15: $^{232}\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschussenergie von $E_n = (3,313 \pm 0,013) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

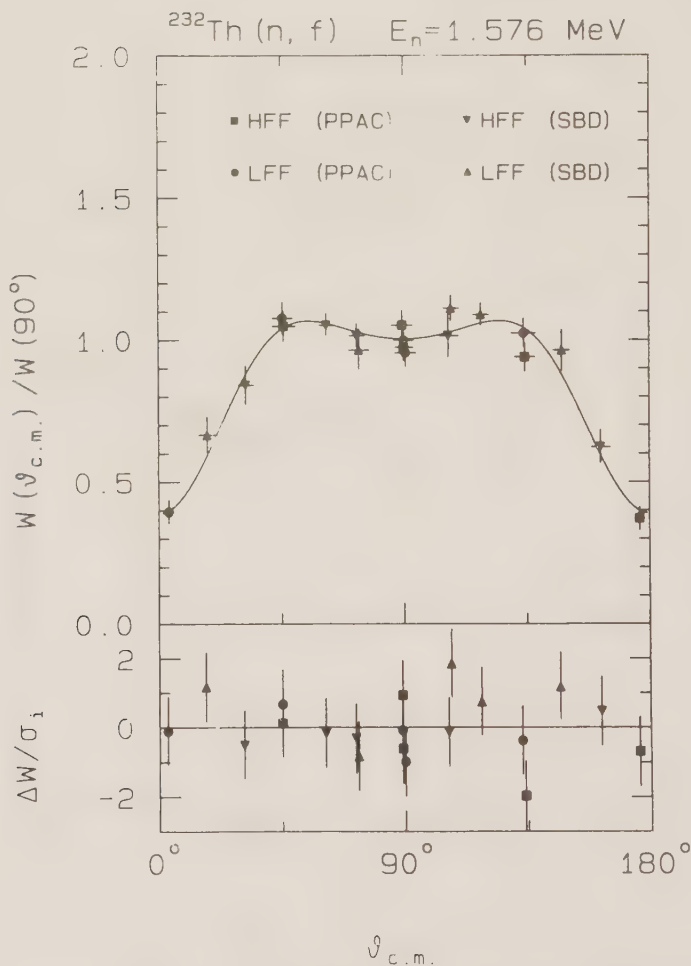


Fig. 5.16: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschubenergie von $E_n = (1,576 \pm 0,011) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). Der Neutronenemissionswinkelbereich wurde auf $3^\circ \leq \Theta_n \leq 6^\circ$ beschränkt. Die PPAC 1,3,4,5 akzeptierten nur Fragmente, die den zentralen Streifen (siehe Fig. 5.10) der Detektorfläche trafen und PPAC 2 wurde auf das zentrale Neuntel beschränkt. (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

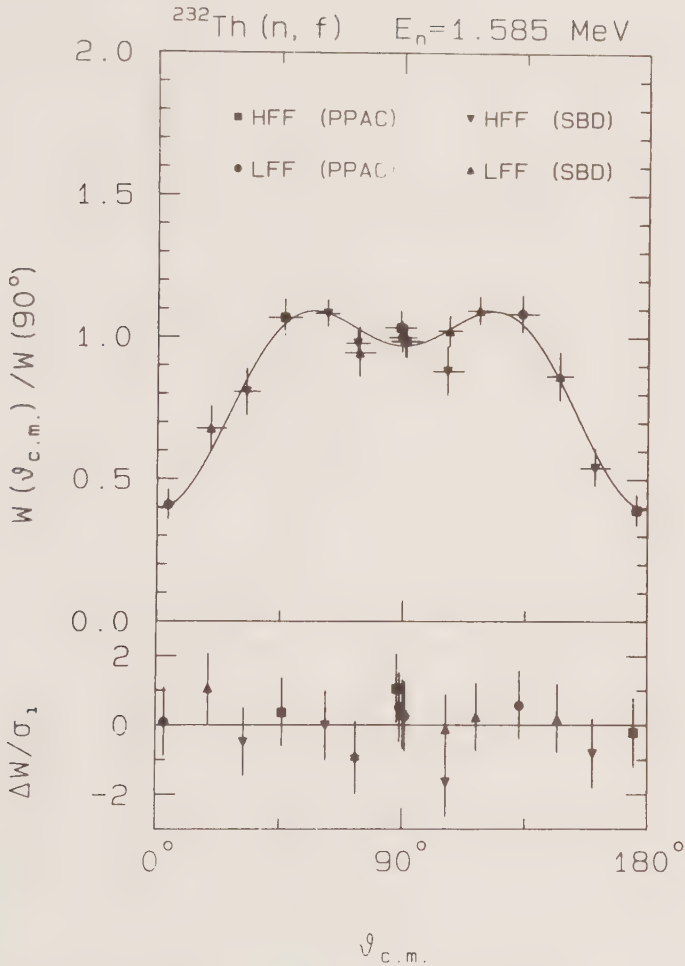


Fig. 5.17: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschussenergie von $E_n = (1,585 \pm 0,011) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). Der Neutronenemissionswinkelbereich wurde auf $6^\circ \leq \Theta_n \leq 9^\circ$ beschränkt. Die PPAC 1,3,4,5 akzeptierten nur Fragmente, die den zentralen Streifen (siehe Fig. 5.10) der Detektorfläche trafen und PPAC 2 wurde auf das zentrale Neuntel beschränkt. (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

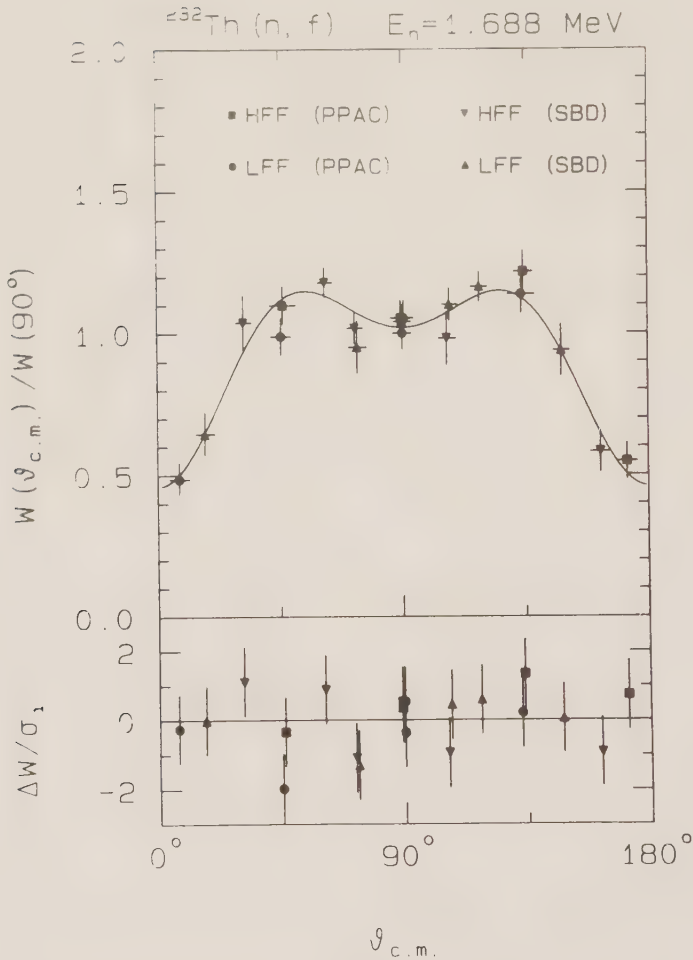


Fig. 5.18: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschußenergie von $E_n = (1,688 \pm 0,011) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). Der Neutronenemissionswinkelbereich wurde auf $3^\circ \leq \Theta_n < 6^\circ$ beschränkt. Die PPAC 1,3,4,5 akzeptierten nur Fragmente, die den zentralen Streifen (siehe Fig. 5.10) der Detektorfläche trafen und PPAC 2 wurde auf das zentrale Neuntel beschränkt. (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

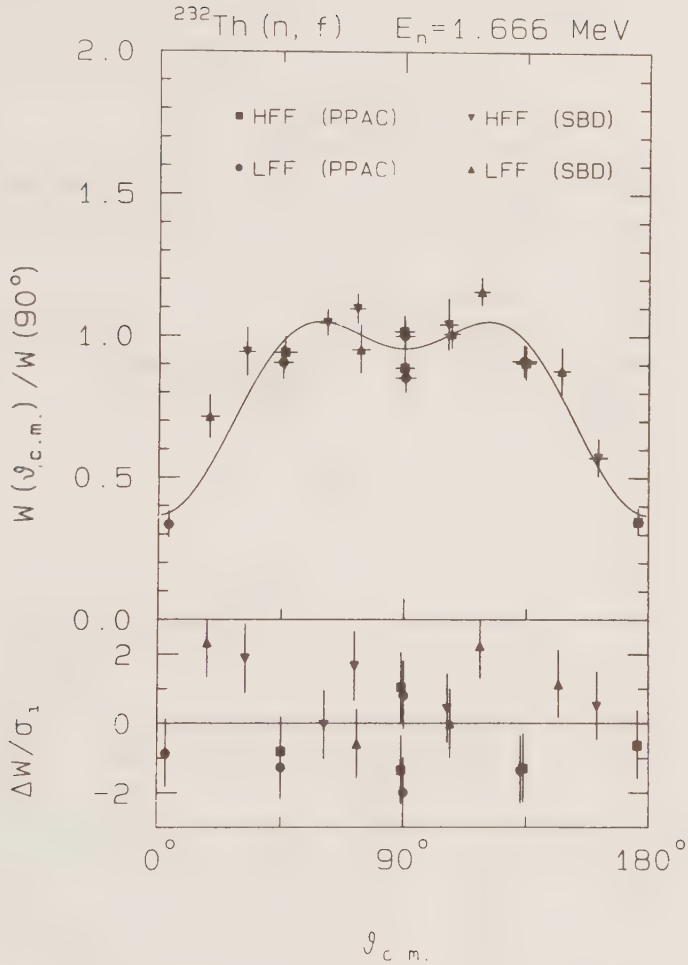


Fig. 5.19: $\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschußenergie von $E_n = (1,666 \pm 0,011) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). Der Neutronenemissionswinkelbereich wurde auf $3^\circ \leq \theta_n \leq 6^\circ$ beschränkt. Die PPAC 1,3,4,5 akzeptierten nur Fragmente, die den zentralen Streifen (siehe Fig. 5.10) der Detektorfläche trafen und PPAC 2 wurde auf das zentrale Neuntel beschränkt. (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

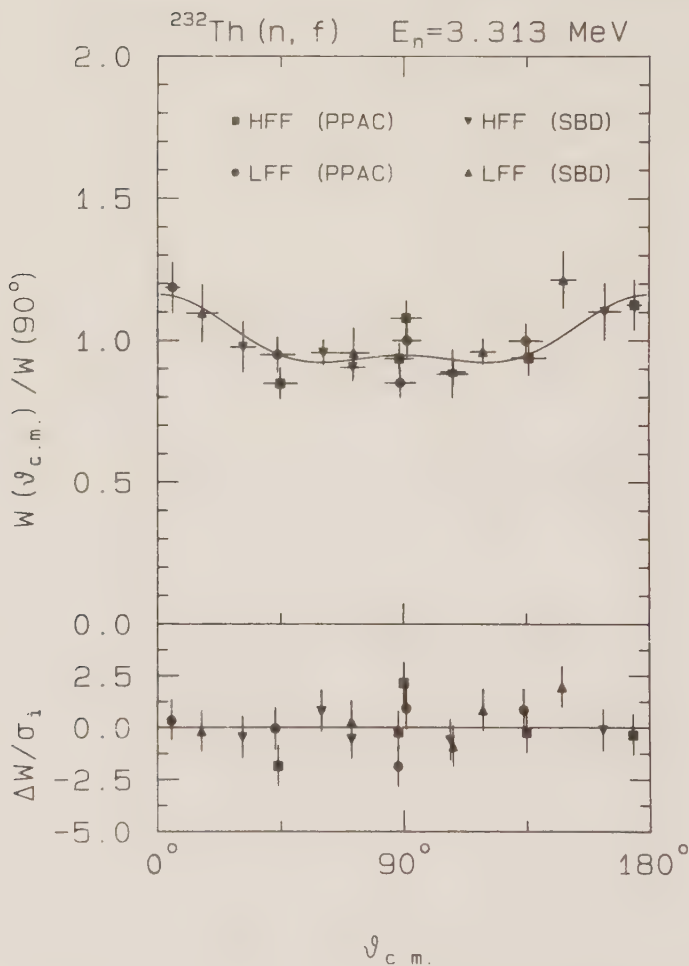


Fig. 5.20: $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschüßenergie von $E_n = (3,313 \pm 0,012) \text{ MeV}$ (Meßreihe B). Der Neutronenemissionswinkelbereich wurde auf $6^\circ \leq \Theta_n \leq 9^\circ$ beschränkt. Die PPAC 1,3,4,5 akzeptierten nur Fragmente, die den zentralen Streifen (siehe Fig. 5.10) der Detektorfläche trafen und PPAC 2 wurde auf das zentrale Neuntel beschränkt. (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1)

Als Folge der Einschränkung des Neutronenemissionswinkels Θ_n wird aufgrund der Kinematik der $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ -Reaktion die mittlere Neutronenenergie verändert. Die berechneten Werte sind in den Figuren angegeben.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten Winkelverteilungen mit theoretischen Winkelverteilungen (Fig. 2.8) läßt erste Aussagen über Drehimpulsquantenzahlen der am Spaltprozeß beteiligten Zustände zu. Die Daten im Neutronenenergiebereich $E_n = 1,5 - 1,7$ MeV zeigen aufgrund ihrer Gestalt deutlich, daß eher Zustände mit $K \approx \frac{3}{2}$ am Sattelpunkt vorliegen. Nichtverschwindende Anteile unter 0° fordern aber das Vorhandensein von $K = \frac{1}{2}$ -Zuständen. Die quantitative Ermittlung der Anteile der verschiedenen K-Werte auf der Grundlage eines statistischen Modells zur Beschreibung des Spaltprozesses wird in Kap. 6.2 beschrieben.

5.2 $^{230}\text{Th}(n,f)$ - Daten

Die Auswertung der Daten der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion bei $E_n = 705$ keV erfolgte analog zur Auswertung der Meßreihe A der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messung. Die ermittelte Winkelverteilung ist in Fig. 5.21 dargestellt. Der Vergleich mit Fig. 2.8 (theoretische Winkelverteilungen) zeigt, daß im hier vorliegenden Fall offensichtlich Zustände mit $K = \frac{1}{2}$ am Sattelpunkt dominieren. Weiterhin ist an den $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Daten auffallend, daß die Abweichungen der Datenpunkte von der angepaßten, um 90° symmetrischen Funktion im Gegensatz zu den Daten der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen eine Systematik zeigen, die auf eine Asymmetrie der Winkelverteilung um 90° hinweist. Die quantitative Analyse aller Winkelverteilungen hinsichtlich ihres Symmetriecharakters wird in Kap. 6.1 näher erläutert.

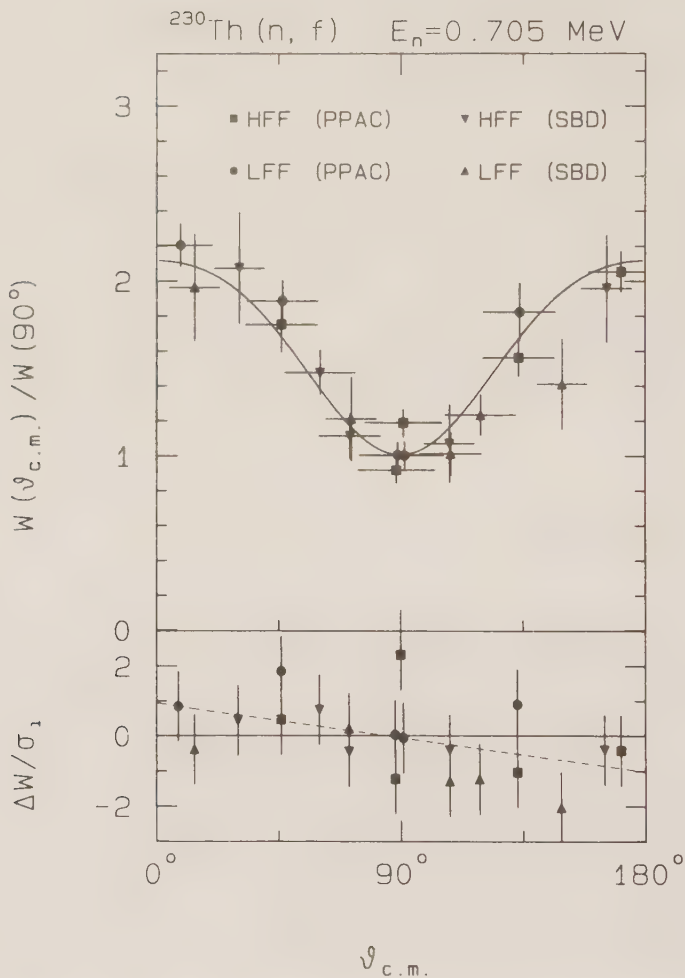


Fig. 5.21: $^{230}\text{Th}(n, f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe bei einer mittleren Neutroneneinschussenergie von $E_n = (0,705 \pm 0,016) \text{ MeV}$ (Meßreihe A) (Figurenerklärung: siehe Fig. 5.1). An die Daten wurde eine Überlagerung von Legendre-Polynomen unter Verwendung nur gerader Entwicklungsparameter $k \leq 4$ angepaßt. Gestrichelte Linie (unten): Anpassung einer Geraden an die Daten.

6. Analyse der Meßdaten und abschließende Diskussion

Der Hauptaspekt der Analyse der Spaltfragmentwinkelverteilungen lag in der Untersuchung ihres Symmetriecharakters bezüglich des Winkels $\vartheta_{\mathbf{FF}} = 90^\circ$. Anhand der Meßdaten wurde weiterhin auf der Grundlage eines statistischen Modells die Verteilung der am Spaltprozeß beteiligten Sattelpunktzustände hinsichtlich ihrer Quantenzahl K analysiert. Die ermittelten Werte ermöglichen einen Vergleich mit den aus der Literatur bekannten Daten, bzw. deren Ergänzung.

6.1 Symmetriecharakter der Winkelverteilungen

An die in Fig. 5.1 bis 5.5 und Fig. 5.11 bis 5.21 dargestellten Winkelverteilungen der leichten Fragmentgruppe wurden jeweils eine Summe von Legendre-Polynomen $P_L(\cos \vartheta_{\mathbf{FF}})$ angepaßt:

$$W(\vartheta_{\mathbf{FF}}) = I_0 \left(1 + \sum_{L \geq 1}^{L_{\max}} a_L P_L(\cos \vartheta_{\mathbf{FF}}) \right) \quad (6.1),$$

wobei I_0 und a_L die zu bestimmenden Koeffizienten und L der Laufindex bedeuten. $L_{\max}$ ist der Laufindex, von dem an die Anpassung durch Hinzunahme weiterer Terme nicht mehr wesentlich verbessert wird. Laut Gleichung (2.46) (Seite 26) beinhalten die reellen Koeffizienten I_0 und a_L die Drehimpulskopplungen zwischen Eingangs- und Ausgangskanal. Blatt und Biedenharn zeigten, daß eine derartige Beschreibung von Winkelverteilungen unabhängig vom Reaktionsmechanismus für beliebige Kernreaktionen möglich ist [Bla52]. Der einzige physikalische Bezug des Entwicklungsparameters L ist die aus der Drehimpulskopplung folgende Beziehung

$$L_{\max} \leq \min(2J, 2\ell, 2\ell') \quad (6.2),$$

wobei J den Gesamtdrehimpuls, ℓ den Bahndrehimpuls im Eingangskanal und ℓ' den Bahndrehimpuls im Ausgangskanal bezeichnen.

Es ist sofort einsichtig, daß bei Verwendung von nur geraden Entwicklungsparametern $L = 2, 4, 6, \dots$ die Funktion $W(\vartheta_{FF})$ (im folgenden $W_g(\vartheta_{FF})$ genannt) immer symmetrisch zu $\vartheta = 90^\circ$ ist, während bei Verwendung aller Parameter $L = 1, 2, 3, \dots$ die Koeffizienten a_L mit ungeraden $L = 1, 3, 5, \dots$ eine Asymmetrie der $W(\vartheta_{FF})$ -Funktion (im folgenden $W_u(\vartheta_{FF})$ genannt) um $\vartheta_{FF} = 90^\circ$ bewirken kann. Um eine Aussage über den Symmetriecharakter der Verteilungen zu gewinnen, wurde eine Anpassung sowohl der $W_g(\vartheta_{FF})$ - als auch der $W_u(\vartheta_{FF})$ -Funktion an die experimentell bestimmten Winkelverteilungen durchgeführt. Dies geschah mittels eines Regressionsverfahrens [Bev69], das für ein vorgegebenes $L_{\max}$ die jeweiligen Koeffizienten I_0 und a_L eindeutig ermittelte.

Als Kriterium für die Güte der Anpassung wurde die Größe χ^2 berechnet, die durch die Beziehung

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (y_i - W(\vartheta_i))^2 \quad (6.3),$$

mit N : Anzahl der Datenpunkte,
 y_i : Datenpunkt unter dem Winkel ϑ_i
 σ_i : Unsicherheit des Datenpunktes i
 $W(\vartheta_i)$: Wert der angepaßten Funktion unter dem Winkel ϑ_i

gegeben ist [Bev69]. Diese Größe ist ein Maß für die Abweichung der Datenpunkte von der angepaßten Funktion. Die Untersuchung der Winkelverteilungen zeigte, daß sich χ^2 in allen Fällen nicht mehr wesentlich für $L_{\max} > 6$ verringerte, so daß alle Winkelverteilungen mit $L_{\max} \leq 6$ angepaßt wurden. Dies ist laut der Beziehung (6.2) auch verträglich mit der Tatsache, daß Partialwellen mit $\ell > 3$ nicht mehr bedeutsam zur Reaktion beitragen, wie die Berechnung der Transmissionskoeffizienten (siehe Fig. 2.6, Seite 18) zeigte.

Um beurteilen zu können, ob die Winkelverteilungen einen asymmetrischen Verlauf haben, wurde bei vorgegebenem $L_{\max}$ das minimale χ^2 gesucht. Gleichung (6.1) zeigt, daß die $W_g(\vartheta_{FF})$ -Funktion im Fall $L_{\max} = 6$ nur 4 Anpassungsparameter (I_0, a_2, a_4, a_6) hat, während die $W_u(\vartheta_{FF})$ -Funktion insgesamt 7, also 3 zusätzliche Parameter (a_1, a_3, a_5) besitzt. Da sich bei Hinzunahme von weiteren

Parametern a_k der χ^2 -Wert normalerweise zwangsläufig verringert, wurde zur vergleichenden Beurteilung der Anpassungen durch die $W_g(\vartheta_{FF})$ - und die $W_u(\vartheta_{FF})$ -Funktion χ^2 auf die Anzahl der Freiheitsgrade ν normiert (χ^2/ν) [Bev69][Bra68]. ν wird durch die Beziehung

$$\nu = N - M - 1 \quad (6.4),$$

berechnet, wobei M die Anzahl der Anpassungsparameter bedeutet. Bei 20 Datenpunkten und $L_{\max} = 6$ ergibt sich zum Beispiel für die $W_g(\vartheta_{FF})$ -Funktion $\nu_g = 15$ und für die $W_u(\vartheta_{FF})$ -Funktion $\nu_u = 12$. Durch die χ^2/ν -Werte ist ein direkter Vergleich beider Anpassungen möglich.

Tabelle 6.1 faßt die Ergebnisse der χ^2/ν -Analyse der $^{230,232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilungen der Meßreihen A und B zusammen.

Zunächst sei auf die Daten der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen eingegangen. Der χ^2/ν -Wert der $W_g(\vartheta_{FF})$ -Funktion ist in den meisten Fällen kleiner als der $(\chi^2/\nu)_u$ -Wert. Die prozentuale Abweichung beider Werte ist deutlich negativ. Es fällt auf, daß bei der 3,0 MeV-Messung der Meßreihe A und der 3,3 MeV-Messung der Meßreihe B (ohne eingeschränkten Winkelbereich) die $(\chi^2/\nu)_u$ -Werte minimal sind. Jedoch ist die absolute Abweichung der (χ^2/ν) -Werte gering und bei kleinster Winkelauflösung ist auch in diesem Energiebereich der $(\chi^2/\nu)_g$ -Wert minimal. Werden für alle Messungen die χ^2/ν -Werte als Kriterium für die Beurteilung des Symmetriecharakters zugrundegelegt, so kann im Rahmen der Meßgenauigkeit für keine Winkelverteilung der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messungen eine Asymmetrie um 90° festgestellt werden.

Auch die Tatsache, daß die Koeffizienten a_L mit ungeraden Entwicklungsparametern L sehr klein gegenüber denen mit geraden k sind, weist nicht signifikant auf eine Asymmetrie der Winkelverteilungen hin. Zum Beispiel beträgt das Verhältnis a_3/a_4 bei allen $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messungen im Mittel nur $\langle a_3/a_4 \rangle \approx 0,05$. Die 'ungeraden' Terme $a_L P_L(\cos\vartheta)$, die eine Asymmetrie der angepaßten Funktion bewirken können, sind im Vergleich zu den 'geraden' Termen sehr klein.

Tabelle 6.1: Vergleich der χ^2/ν -Werte der Anpassungen von Legendre-Polynom-Entwicklungen an die Winkelverteilungsdaten. Die Indizes g und u zeigen die Zuordnung zur jeweils angepaßten Funktion $W_g(\vartheta_{FF})$ - bzw. $W_u(\vartheta_{FF})$ an. Aufgelistet sind die Daten der Meßreihe A, der Meßreihe B ohne und mit (im folgenden Meßreihe B_Δ genannt) eingeschränktem Winkelbereich der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messung und die Daten der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion. Für die $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messungen wurde $L_{\max} = 6$ gewählt und für die $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Messung $L_{\max} = 4$ (vgl. Gleichung (6.1)). Die prozentuale Abweichung ($\Delta\%$) des $(\chi^2/\nu)_g$ -Wertes von $(\chi^2/\nu)_u$ und die Nummer der zugehörigen Figur, die die $W_g(\vartheta_{FF})$ -Anpassungen zeigt, sind angegeben.

Meßreihe	$\frac{E_n}{\text{MeV}}$	$(\chi^2/\nu)_g$	$(\chi^2/\nu)_u$	$\Delta\%$	Fig.
A	1,571	0,432	0,513	-15,8	5.1
A	1,621	1,277	1,301	-1,8	5.2
A	1,684	0,922	1,020	-9,6	5.3
A	3,004	0,683	0,618	10,5	5.4
A	1,423	0,847	0,944	-10,3	5.5
B	1,573	1,253	1,343	-6,7	5.11
B	1,585	1,037	1,226	-15,4	5.12
B	1,685	0,888	1,015	-12,5	5.13
B	1,663	2,847	3,315	-14,1	5.14
B	3,313	2,151	2,050	4,9	5.15
B_Δ	1,576	0,954	0,988	-3,4	5.16
B_Δ	1,585	0,579	0,683	-15,2	5.17
B_Δ	1,688	0,906	0,969	-6,5	5.18
B_Δ	1,666	2,075	2,492	-16,7	5.19
B_Δ	3,313	1,279	1,302	-1,8	5.20
A*	0,705	1,297	1,040	+24,7	5.21

* $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Messung

Als weiteres Kriterium für eine Beurteilung des Symmetriecharakters wurde die Abweichung $\Delta W_1(\vartheta_1)$ der Datenpunkte von den symmetrischen Kurven $W_g(\vartheta_{FF})$ - normiert auf die Standardabweichung σ_1 der Datenpunkte - betrachtet. Diese Größe $\Delta W_1/\sigma_1$ wurde für alle Winkelverteilungen berechnet und ist jeweils im unteren Teil der Fig. 5.1 bis 5.5 und 5.11 bis 5.21 dargestellt. Mittelwerte dieser Größe, die für 0° bis 90° und 90° bis 180° jeweils getrennt berechnet wurden, ergeben im Rahmen ihrer Varianzen keine signifikanten Abweichungen, die im Fall der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen auf eine Asymmetrie bezüglich 90° hinweisen würden.

Aus dieser Betrachtung des Symmetriecharakters folgt, daß die Winkelverteilungen für die leichte (bzw. schwere) Fragmentgruppe der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messungen bei den hier verwendeten Energien symmetrisch zu 90° sind.

Die Meßreihe B, die aufgrund der besseren Statistik und der direkten Messung des Streuwinkels wesentlich genauere Daten lieferte, bestätigt das Ergebnis der Meßreihe A in Hinblick auf das Symmetrieverhalten der Winkelverteilungen. Auch die Auswertung der Meßreihe B-Daten mit genauerer Winkelauflösung (Fig. 5.16 bis 5.20) liefert symmetrische Winkelverteilungen. Interferenzeffekte, die durch einzelne überlappende Zustände unterschiedlicher Parität verursacht werden können, werden nicht beobachtet. Eine mögliche Ursache dafür könnte darin bestehen, daß im Energiebereich der Resonanzen bereits zu viele Spaltkanäle im ^{233}Th -Compoundkern geöffnet sind (siehe [Blo84]), so daß sich die Interferenzeffekte aufheben.

Die Analyse der χ^2/ν -Werte (Tabelle 6.1) der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Daten weist hingegen auf eine Asymmetrie der Winkelverteilung um 90° hin. Die große positive prozentuale Abweichung, die sich deutlich von allen χ^2/ν -Werten der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilungen abhebt, zeigt, daß die Daten wesentlich besser durch die $W_u(\vartheta_{FF})$ -Funktion als durch die $W_g(\vartheta_{FF})$ -Funktion beschrieben werden. Auch weisen die $\Delta W_1(\vartheta_1)/\sigma_1$ -Werte einen um 90° asymmetrischen Verlauf auf, wie anhand von Fig. 5.21 (siehe Seite 110) zu erkennen ist. Für $\vartheta < 90^\circ$ treten im wesentlichen positive und für $\vartheta > 90^\circ$ überwiegend negative Werte auf. Eine Geradenanpassung an die Werte ergab eine Steigung von $m_g = (-0,0104 \pm 0,0048) \text{ grad}^{-1}$ (lineare Regression). Die Gerade ist in Fig. 5.21 durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Eine Anpassung der $W_u(\vartheta_{FF})$ -Funktion an die $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung zeigt Fig. 6.1.

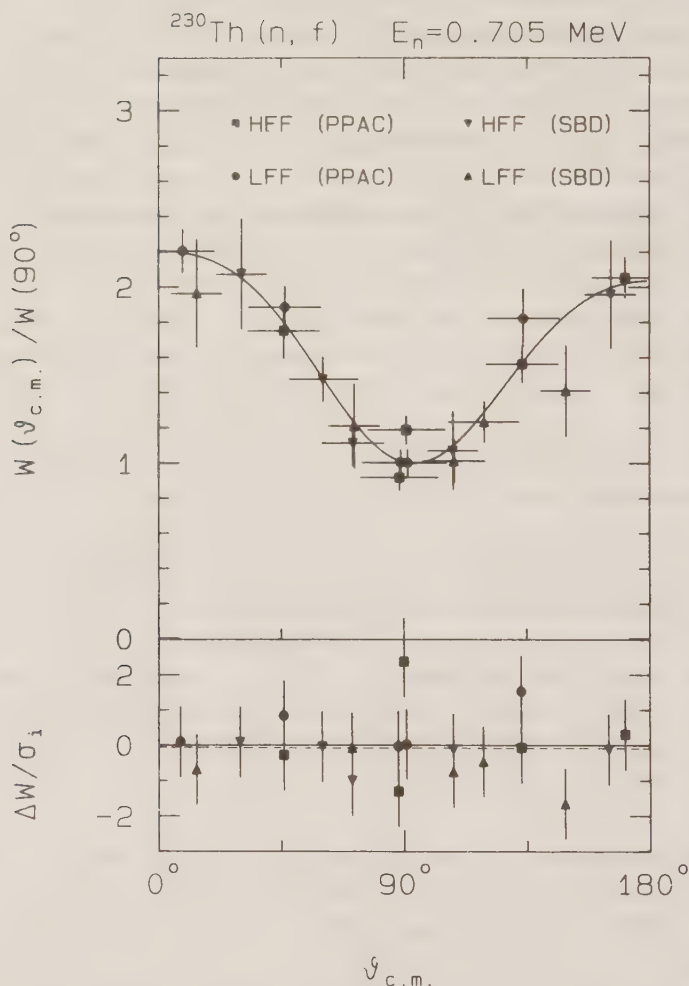


Fig. 6.1: Oben: $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmente bei $E_n = (705 \pm 16) \text{ keV}$ (Meßreihe A). An die Daten wurde eine Überlagerung von Legendre-Polynomen unter Verwendung aller Polynome $L \leq 4$ angepaßt (Gleichung 6.1). Unten: Abweichungen der Daten vom angepaßten Polynom normiert auf die Standardabweichung der Datenpunkte. Gestrichelte Linie: Anpassung mittels einer Geraden.

Die Steigung der Geraden, die an die hier ermittelten $\Delta W_i/\sigma_i$ -Werte angepaßt wurde, beträgt $m_u = (-0,0002 \pm 0,0045) \text{ grad}^{-1}$. Sie unterscheidet sich deutlich von m_g . Um auszuschließen, daß die Asymmetrie allein durch einige wenige Datenpunkte, die vom generellen Verlauf der Daten stärker abweichen, verursacht wird, wurde die Anpassung ohne diese Punkte ($\vartheta = 8,8^\circ$, $\vartheta = 30,5^\circ$, $\vartheta = 149,4^\circ$, $\vartheta = 165,9^\circ$) wiederholt. Dies geschah sowohl für jeden einzelnen Datenpunkt als auch für alle gemeinsam. Trotzdem zeigt die Winkelverteilung einen asymmetrischen Verlauf. Die Analyse der χ^2/ν -Werte ergab in diesen Fällen ähnliche Werte wie die in Tabelle 6.1 angegebenen.

Die Erfassung der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Daten geschah mit dem experimentellen Aufbau der Meßreihe A. Da die $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Messung mit diesem Aufbau und der gleichen Auswertungsweise symmetrische Winkelverteilungsdaten lieferte, wie durch die präzisere Meßreihe B bestätigt wurde, kann angenommen werden, daß die Asymmetrie der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilungen trotz relativ großer Fehlerbalken einen echten physikalischen Effekt darstellt. Dieser ist als ein weiterer Hinweis auf die Existenz des dritten Minimums in der PES zu werten. In Kap. 6.2 wird auf diesen Zusammenhang nochmals eingegangen.

6.2 K-Analyse der Winkelverteilungen

Wird eine inkohärente Addition der Reaktionsamplituden zugrunde gelegt, können Spaltfragmentwinkelverteilungen durch die in Kap. 2.3 hergeleitete Gleichung (2.45) beschrieben werden:

$$W(E, \vartheta) = \sum_{J, K, \pi} \sigma_{JK\pi}(E) \cdot W_K^J(\vartheta) \quad (6.5)$$

Dabei ist hier im Gegensatz zu Gleichung (2.45) die Summation über die Parität π explizit angegeben. Da die $W_K^J(\vartheta)$ -Funktionen linear abhängig sind, ist eine Bestimmung der $\sigma_{JK\pi}$ durch Anpassung von Gleichung (6.5) an die experimentell bestimmten Winkelverteilungen mathematisch gesehen nicht möglich (siehe Kap. 2.3).

Um dennoch Aussagen über die am Spaltprozeß beteiligten Zustände machen zu können, wurde anhand der Winkelverteilungen eine Analyse der Verteilung von K-Werten vorgenommen. Das Verfahren dieser K-Analyse, das in Anlehnung an [Bec86] und [Bud81] erfolgte, wird im folgenden erläutert. Zunächst wird vorausgesetzt, daß die Winkelverteilungen gemäß Gleichung (2.45) bzw. (6.5) beschrieben werden können, was nach den Ergebnissen von Kap. 6.1 im Fall von $^{232}\text{Th}(n,f)$ gerechtfertigt ist. Gleichung (6.5) wird durch den vereinfachten Ausdruck

$$W(E, \vartheta) = \sum_K A_K \cdot \sum_{J\pi \geq K} B_{JK\pi} W_K^J(\vartheta) \quad (6.6)$$

ersetzt. Die Koeffizienten $B_{JK\pi}$ repräsentieren die relativen Spaltwahrscheinlichkeiten des Compoundkerns mit den Quantenzahlen $JK\pi$ und die Amplituden A_K beschreiben die relativen Anteile der verschiedenen K-Werte. Die Größen $B_{JK\pi}$ werden mit Hilfe eines statistischen Modells, das zur Beschreibung von Spaltprozessen zugrundegelegt wird, berechnet. Für diese Rechnungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Formalismus von Back et al. [Bac74a][Bac74b] angewendet. Es sei vorausgeschickt, daß dieses Modell auf der Annahme einer eindimensionalen, doppelhöckrigen Spaltbarriere basiert. Zur Durchführung der Berechnungen diene das modifizierte Rechenprogramm FISALL [Bac86]. Zur Verdeutlichung verschiedener Größen, die in den Rechnungen verwendet werden, dient Fig. 6.2.

Der totale Spaltquerschnitt $\sigma_{nf}(E)$ eines Compoundkerns der Anregungsenergie E kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}(E) &= \sum_{J\pi} \sigma_{CN}(E, J, \pi) \left\langle \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma} \right\rangle \\ &= \sum_{J\pi} B_{JK\pi}(E) \end{aligned} \quad (6.7),$$

wobei $\sigma_{CN}(E, J, \pi)$ der Wirkungsquerschnitt zur Bildung des Compoundkerns mit Gesamtdrehimpuls J^π und $\Gamma_f, \Gamma_\gamma, \Gamma_n$ die Partialbreiten für Spaltung, Gamma- bzw. Neutronenzerfall bedeuten. Dabei wird entsprechend der experimentellen Auflösung über eine große Zahl von Compoundkernzuständen gemittelt. Die Summanden von Gleichung (6.6) sind die Koeffizienten $B_{JK\pi}$.

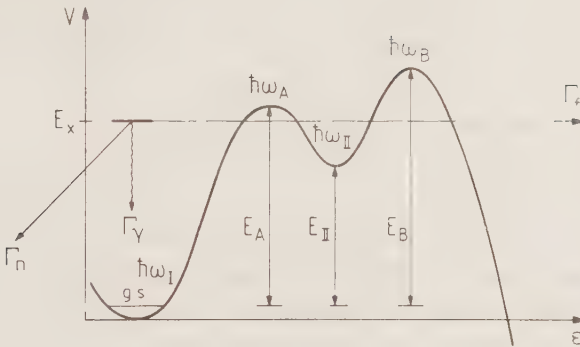


Fig. 6.2: Darstellung einer eindimensionalen, doppelhöckerigen Spaltbarriere, die durch die Barrierenhöhen E_A, E_{II}, E_B und die Krümmungen $\hbar\omega_A, \hbar\omega_{II}, \hbar\omega_B$ parametrisiert wird. Ein Kern der Anregungsenergie E_x im Grundzustand kann durch Gammazerfall, Neutronenemission oder Spaltung zerfallen.

Der Compoundkernwirkungsquerschnitt $\sigma_{CN}(E, J, \pi)$ wird aus den Transmissionskoeffizienten $T_{\ell j}(E_n)$ ermittelt (siehe Kap. 2.2, Fig. 2.6):

$$\sigma_{CN}(E, J, \pi) = \pi \lambda^2 (2J + 1) T_{\ell j}(E_n) \quad (6.8).$$

Die Gammazerfallsbreite Γ_γ wird unter der Annahme, daß nur $E1$ -Übergänge signifikant beitragen, durch die Beziehung

$$\Gamma_\gamma = C \cdot A^{2/3} \frac{D_I}{2\pi} \sum_{J_f=|J-1|}^{J+1} \int_0^E \rho_I(\epsilon, J_f, -\pi) (E-\epsilon)^3 d\epsilon \quad (6.9)$$

berechnet, wobei A die Nukleonenzahl, C eine an experimentelle Daten angepaßte Normierungskonstante ($1.2 \cdot 10^{-9} \text{ MeV}^{-3}$), D_I der mittlere Niveauabstand und ρ_I die Niveaudichte [Gil65] bei der Grundzustandsdeformation bedeuten. Integriert wird über alle erlaubten Endzustände.

Die Zerfallsbreite für Neutronenemission Γ_n ergibt sich aus der Summe von Transmissionskoeffizienten $T_{n,\ell_j}(\epsilon_v)$ zu allen möglichen Endzuständen v des (A-1)-Kerns der Energie $E-\epsilon$ mit Spin I

$$\Gamma_n = \frac{D_1}{2\pi} \sum_{j=|J-I|}^{J+1} \sum_v T_{n,\ell_j}(\epsilon_v) \quad (6.10),$$

wobei $\ell = j \pm 1/2$ der Bahndrehimpuls ist, der durch das Neutron weggetragen wird. Im Rechenprogramm FISALL werden zur Berechnung von Γ_n gemäß Gleichung (6.10) berechnete Transmissionskoeffizienten $T_{n,\ell_j}(\epsilon)$ aus optischen Modellparametern der Reaktion $n + {}^{240}\text{Pu}$ verwendet [Ros65].

Die Spaltbreite Γ_f wird berechnet unter der vereinfachten Annahme einer eindimensionalen, doppelhöckrigen Spaltbarriere. Dies kann für Thorium - bei dem eine dreihöckrige Barriere vermutet wird - damit gerechtfertigt werden, daß für die hier betrachteten Anregungsenergien die erste Barriere wesentlich kleiner als die zweite und dritte Barriere ist, so daß eine doppelhöckrige Spaltbarriere, eine annehmbare Rechnungsgrundlage bietet [Blo84]. Für den ${}^{233}\text{Th}$ -Compoundkern geben Caruana et al. [Car77] zum Beispiel die Barrierenhöhen $E_A = 4,0$ MeV, $E_B = 6,2$ MeV und $E_C = 7,0$ MeV ($E_C \equiv$ Höhe der 3. Barriere) für eine dreihöckrige Spaltbarriere an. Bei Anregungsenergien, die größer als E_A sind, liegt dann eine doppelhöckrige Spaltbarriere (E_B, E_C) vor. Für die Spaltbreite gilt

$$\Gamma_f = \frac{D}{2\pi} T_f \quad (6.11).$$

Dabei bedeuten D der mittlere Niveauabstand und T_f die Transmission durch die Spaltbarriere. Zur Berechnung der T_f wird eine durch verschiedene Parabeln zu beschreibende, doppelhöckrige Barriere, wie sie in Fig. 6.2 gezeigt ist, angenommen. Die Barrierenhöhen und die Höhe des zweiten Minimums bezüglich des Grundzustandes werden mit E_A , E_B bzw. E_{II} bezeichnet. Die Krümmungen können durch Oszillatorpotentiale $\hbar\omega_A$, $\hbar\omega_B$ und $\hbar\omega_{II}$ beschrieben werden. Auf der Grundlage der Transmission durch eine einzelne parabelförmige Barriere der Höhe

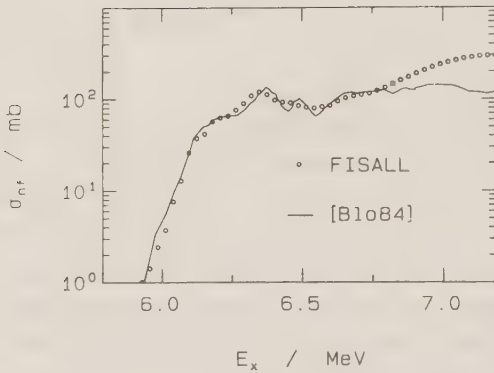
E_A und der Krümmung $\hbar\omega_A$ bei einer Anregungsenergie E , die durch die Hill-Wheeler-Formel [Hil53]

$$T_A = \left\{ 1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (E_A - E) \right) \right\}^{-1} \quad (6.12)$$

gegeben ist, berechneten Cramer und Nix [Cra70] die Transmission durch eine doppelhöckrige Barriere. Dies wird im Programm FISALL berücksichtigt.

Details der Rechenprozeduren des Programms FISALL sind in der Literatur ausführlich beschrieben [Bac74a][Bac74b][BjØ80]. Wichtige Eingabeparameter sind die Barrierenparameter $E_A, E_B, E_{II}, \hbar\omega_A, \hbar\omega_B$ und $\hbar\omega_{II}$ (bzw. $E_B, E_C, E_{III}, \hbar\omega_B, \hbar\omega_C, \hbar\omega_{III}$ im Fall der dreihöckrigen Barriere unter Vernachlässigung der ersten Barriere), sowie die Energien und Quantenzahlen der Zwischenzustände ('Transition States').

Zunächst sei wiederum auf die $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion eingegangen. Für die Berechnung der σ_{nf} und $B_{JK\pi}$ wurden im Fall der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion die von Caruana et al. [Car77] angegebenen Barrierenparameter und 'Transition States' übernommen, die unter der Annahme einer dreihöckrigen Spaltbarriere durch Anpassung an die experimentellen Wirkungsquerschnittsdaten von Blons et al. [Blo75] ermittelt wurden. Fig. 6.3 zeigt das Ergebnis der Rechnungen mittels des Programms FISALL im Vergleich mit dem von Blons et al. [Blo84] gemessenen Wirkungsquerschnitt. Die Daten von Blons wurden mittels eines graphischen Verfahrens aus der Referenz [Blo84] ermittelt und stellen nur grob den Verlauf des Wirkungsquerschnitts dar. Die Meßdaten, werden im interessierenden Energiebereich zufriedenstellend durch die Rechnungen beschrieben. Die von Blons gemessenen Strukturen im Bereich der Vibrationsresonanzen (siehe Fig. 4.2, Seite 81) werden nicht wiedergegeben. Diese könnten aber zum Beispiel dadurch berechnet werden, daß für jeden K-Wert verschiedene Barrierenparameter angenommen werden [Blo84]. Darauf soll im Rahmen dieser Arbeit verzichtet werden (siehe auch [Car77]). Da nur relative σ_{nf} -Werte berechnet werden, wurden für die Darstellung in Fig. 6.3 Rechnung und Experiment bei der Energie $E_n = 1,42 \text{ MeV}$ ($\equiv E_x = 6,26 \text{ MeV}$ Anregungsenergie des ^{233}Th -Compoundkerns) aufeinander normiert. Die Kenntnis der absoluten σ_{nf} - bzw. $B_{JK\pi}$ -Werte ist nicht erforderlich, da die Winkelverteilungsdaten jeweils auf den 90° -Wert bezogen sind. Nur der relative Verlauf des

**Fig. 6.3:**

Vergleich der mittels des Programms FISALL [Bac86] berechneten, relativen Anregungsfunktion der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion mit dem von Blons et al. [Blo84] experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt (durchgezogene Linie, graphisch ermittelt). Die Daten wurden bei $E_x = 6,26$ MeV aufeinander normiert.

Wirkungsquerschnitts und der berechneten $B_{JK\pi}$ -Werte ist für die K-Analyse von Interesse. Es wird daher angenommen, daß die berechneten $B_{JK\pi}$ -Werte eine adäquate Grundlage für eine K-Analyse bieten. Tabelle 6.2 zeigt einen Vergleich der mittels des Programms FISALL berechneten Werte für $E_n = 1,6$ MeV mit Daten, die von Blons et al. [Blo84] und Auchampaugh et al. [Auc81] berechnet wurden.

J^π	$B_{JK\pi}$		
	diese Arbeit (rel. Einh.)	[Blo84] (mb)	[Auc81] (mb)
$\frac{1}{2}^+$	10,0	27,2	23,9
$\frac{3}{2}^+$	18,6	29,6	20,2
$\frac{5}{2}^+$	20,3	36,6	23,9
$\frac{7}{2}^+$	1,6	3,9	4,2
$\frac{9}{2}^+$	1,7	5,2	4,9
$\frac{1}{2}^-$	12,0	29,4	29,7
$\frac{3}{2}^-$	69,6	34,6	35,1
$\frac{5}{2}^-$	46,0	23,2	20,5
$\frac{7}{2}^-$	129,0	30,0	25,1
$\frac{9}{2}^-$	0,6	0,9	1,1

Tabelle 6.2: Vergleich von relativen Spaltwahrscheinlichkeiten bzw. Wirkungsquerschnitten $B_{JK\pi}$ verschiedener Autoren für einzelne Drehimpulse J^π bei $E_n = 1,6$ MeV.

Durch Anpassung der $W(E,\vartheta)$ -Funktion gemäß Gleichung (6.6) an die Winkelverteilungsdaten der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion wurden die relativen Anteile A_K der durch die Quantenzahl K charakterisierten Zustände ermittelt. Dies erfolgte mit Hilfe des Programms FIT [Lan71][Lan73][Ric88]. Dabei wurden Parameter A_K und $B_{JK\pi}$ bis $K = 7/2$ und $J = 7/2$ ($J \leq K$) berücksichtigt. Die angepaßten Funktionen $W(E,\vartheta)$ sind identisch mit den in Fig. 5.1 bis 5.21 gezeigten Anpassungen von Legendre-Polynom-Entwicklungen. Die Berücksichtigung der $K = 7/2$ -Parameter erwies sich dazu als absolut notwendig. Die ermittelten A_K -Werte aller Winkelverteilungen sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt

Im Energiebereich bis 1,7 MeV sind die $K = 3/2$ - und $K = 5/2$ -Zustände dominant. Auffallend ist, daß bei Meßreihe A die $K = 3/2$ -Zustände den größten Anteil der A_K -Werte zeigen, wohingegen bei den Meßreihen B und B_Δ die $K = 5/2$ -Zustände dominant sind. Dies wird durch die Messung des Spaltfragmentwinkels, bzw. durch die verbesserte Winkelauflösung des Experimentes verursacht. Die 1,423 MeV-Messung zeigt neben den 3,0 und 3,3 MeV-Daten den höchsten Anteil an $K = 1/2$ -Zuständen.

Fig. 6.4 zeigt die 1,423 MeV- und 1,621 MeV-Daten der Meßreihe A und die Daten der Meßreihe B (ohne Winkeleinschränkung) im Energiebereich 1,3 bis 1,8 MeV. Die Gegenläufigkeit der Daten von Meßreihe A und B für $K = 3/2$ und $5/2$ wird noch einmal deutlich.

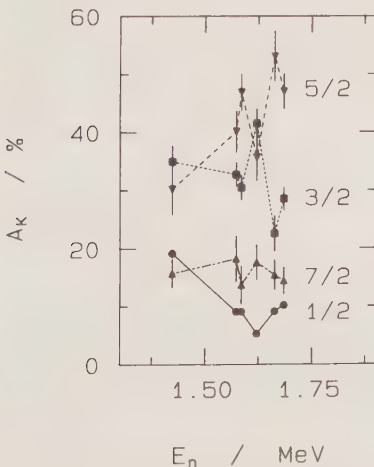


Fig. 6.4: Darstellung der relativen Anteile der K -Zustände in Abhängigkeit von der Energie. Die Linien verbinden die zusammengehörenden Datenpunkte, wobei die entsprechenden K -Werte angegeben sind.

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der auf der Grundlage eines statistischen Modells berechneten und an die Winkelverteilungen angepaßten, relativen Anteile A_K von K -Zuständen am Spaltprozeß. Die Daten sind entsprechend Tabelle 6.1 chronologisch geordnet.

Meßreihe	E_n MeV	$A_K / \%$			
		$K = \frac{1}{2}$	$K = \frac{3}{2}$	$K = \frac{5}{2}$	$K = \frac{7}{2}$
A	1,571	$7,46 \pm 0,23$	$39,24 \pm 1,24$	$34,13 \pm 2,19$	$19,17 \pm 2,29$
A	1,621	$5,25 \pm 0,52$	$41,51 \pm 2,55$	$35,65 \pm 4,06$	$17,58 \pm 3,04$
A	1,684	$9,09 \pm 2,09$	$38,78 \pm 2,66$	$37,00 \pm 3,43$	$15,12 \pm 2,39$
A	3,004	$28,73 \pm 2,97$	$31,68 \pm 3,59$	$21,27 \pm 4,88$	$18,32 \pm 4,20$
A	1,423	$19,16 \pm 0,64$	$34,98 \pm 2,72$	$30,20 \pm 4,42$	$15,66 \pm 2,47$
B	1,573	$9,04 \pm 0,36$	$32,70 \pm 2,09$	$40,09 \pm 3,54$	$18,17 \pm 3,89$
B	1,585	$9,07 \pm 0,37$	$30,41 \pm 2,11$	$46,85 \pm 3,20$	$13,66 \pm 3,27$
B	1,685	$10,16 \pm 0,34$	$28,50 \pm 1,95$	$46,97 \pm 3,07$	$14,37 \pm 2,31$
B	1,663	$9,11 \pm 0,55$	$22,48 \pm 3,14$	$53,05 \pm 4,33$	$15,36 \pm 2,68$
B	3,313	$31,17 \pm 0,98$	$18,36 \pm 3,16$	$30,94 \pm 5,08$	$19,54 \pm 4,70$
B_Δ	1,576	$10,14 \pm 0,71$	$32,65 \pm 2,70$	$35,67 \pm 4,38$	$21,55 \pm 4,93$
B_Δ	1,585	$10,23 \pm 0,76$	$31,57 \pm 2,70$	$41,08 \pm 4,01$	$17,13 \pm 4,27$
B_Δ	1,688	$11,49 \pm 1,06$	$32,65 \pm 3,72$	$42,05 \pm 5,35$	$13,81 \pm 4,12$
B_Δ	1,666	$9,52 \pm 1,20$	$26,00 \pm 4,50$	$43,21 \pm 6,17$	$21,27 \pm 4,09$
B_Δ	3,313	$30,07 \pm 1,66$	$23,65 \pm 4,26$	$18,48 \pm 6,70$	$27,80 \pm 6,45$
A*	0,705	$50,59 \pm 2,29$	$43,62 \pm 3,55$	$5,79 \pm 2,32$	-

* $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Messung

Es sei angemerkt, daß die Wahl der $B_{JK\pi}$ -Werte keinen allzu großen Einfluß auf die K -Analyse hat. Die Winkelverteilungen der Meßreihe B bei $E_n = 1,573$ MeV wurde mit den $B_{JK\pi}$ -Werten aus [Blo84] und [Auc81] (siehe Tabelle 6.3), deren

Werte teilweise erheblich von den hier berechneten Daten (relativ gesehen) abweichen, gemäß Gleichung (6.2) angepaßt. Das Ergebnis ist in Tabelle 6.4 zusammengefaßt und zeigt, wie auch die Analyse in Tabelle 6.3, sowohl die Dominanz der $K = \frac{1}{2}$ - und $K = \frac{3}{2}$ -Werte, als auch die Notwendigkeit, $K = \frac{7}{2}$ -Zustände zu berücksichtigen.

Tabelle 6.4: K-Analyse der Winkelverteilung bei $E_n = 1,573$ MeV (Meßreihe B) gemäß Gleichung 6.2 auf der Grundlage der in den angegebenen Referenzen berechneten $B_{JK\pi}$ -Werte (bei $E_n = 1,6$ MeV, siehe Tabelle 6.2).

Referenz für $B_{JK\pi}$	$A_K / \%$			
	$K = \frac{1}{2}$	$K = \frac{3}{2}$	$K = \frac{5}{2}$	$K = \frac{7}{2}$
[Blo84]	$9,09 \pm 0,36$	$35,78 \pm 2,39$	$42,41 \pm 4,38$	$12,73 \pm 3,75$
[Auc81]	$9,35 \pm 0,37$	$38,12 \pm 2,59$	$43,41 \pm 5,16$	$9,12 \pm 4,79$

Tabelle 6.3 zeigt auch das Ergebnis einer K-Analyse der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung, wobei vorausgesetzt wurde, daß die Daten gemäß Gleichung (6.6) beschreibbar sind. Als Grundlage der Berechnungen der $B_{JK\pi}$ -Werte wurde ein von Back et al. [Bac74b] empfohlener Standard-Parametersatz verwendet. Neben dem erwarteten starken $K = \frac{1}{2}$ -Anteil tritt als Ergebnis der Anpassung ein hoher $K = \frac{3}{2}$ -Anteil von 43,6 % auf. Der experimentell ermittelte Anisotropie $W(0^\circ)/W(90^\circ) \approx 2$ (siehe Fig. 6.1) zeigt bereits im Vergleich mit den theoretischen Winkelverteilungen (Fig. 2.8, Seite 25) in anschaulicher Weise, daß ein $K = \frac{3}{2}$ -Anteil notwendig ist, um den Verlauf der Daten zu beschreiben.

Nach den Ergebnissen von Kap. 6.1 ist die $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung der leichten Spaltfragmentgruppe aufgrund ihrer Asymmetrie mittels einer kohärenten Überlagerung der Reaktionsamplituden (Gleichung (2.48), Seite 27) zu beschreiben. Interferenzterme, hervorgerufen durch Zustände positiver und negativer Parität, sollten die Asymmetrie der Winkelverteilung um 90° erklären. Für eine Anpassung

von Gleichung (2.48) an die Daten in Form einer K-Analyse stehen als freie Parameter neben den A_K zusätzlich die Phasen zwischen sämtlichen Zuständen J^π zur Verfügung. Wegen der großen Zahl freier Parameter und aufgrund der geringen Anzahl der experimentellen Daten ist eine solche Anpassung nicht sinnvoll.

Zur Klärung der Frage, ob die Asymmetrie der Winkelverteilung als weiterer Hinweis auf die Existenz des 3. Minimums zu betrachten ist, muß der Ursprung der offensichtlich vorhandenen $K = \frac{1}{2}$ - und $K = \frac{3}{2}$ -Zustände untersucht werden.

Neueste Berechnungen der Potentialfläche auf der Basis der in Kap. 2.1 erläuterten Theorie wurden von Bengtsson et al. [Ben87] durchgeführt. Fig. 6.5 zeigt ihre berechneten Einzelteilchenenergien (Neutronen) in Abhängigkeit von der Kerndeformation ϵ_2 . Es zeigt sich, daß für den Compoundkern ^{231}Th ($Z = 90$, $N = 141$) bei Deformationen im Bereich des 3. Minimums ($\epsilon_2 \approx 0,9$) Einzelteilchen-Zustände (bzw. Einzelteilchen-Loch-Zustände) mit $K = \frac{1}{2}$ und $K = \frac{3}{2}$ im betrachteten Energiebereich durchaus zugänglich sind. Anhand von Fig. 6.5 ist zu erkennen, daß die betreffenden Zustände negative Parität besitzen.

Diese Einzelteilchenzustände und die sich auf ihnen aufbauenden Rotations- und Vibrationszustände können aufgrund ihrer wohldefinierten Parität keine Asymmetrie der Winkelverteilung bewirken. Interferenzterme, die einen asymmetrischen Beitrag leisten, können aber aufgrund der Existenz zweier 3. Minima auftreten, wie in Kap. 2.2 bereits erläutert wurde (Gleichung (2.18 a und b)). Insofern kann festgehalten werden, daß die Asymmetrie der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilung als weiterer Hinweis auf die Existenz der 3. Minima zu deuten ist.

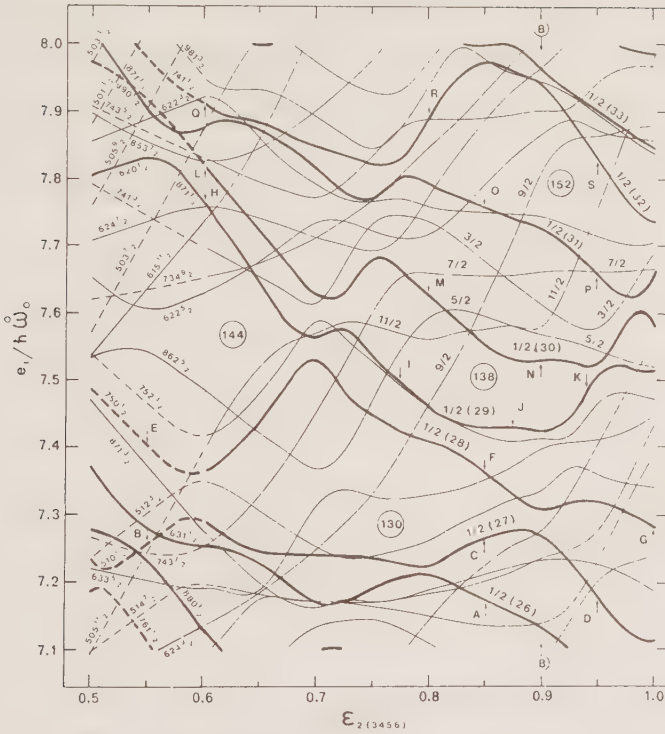


Fig. 6.5: Einzelteilchenenergien (Neutronen) als Funktion des Deformationsparameters ϵ_2 (aus [Ben87]). Die Energieniveaus sind mit den Nilsson-Quantenzahlen ($Nn_z\Lambda K$) gekennzeichnet (siehe zum Beispiel [Kam79]).

6.3 Vergleich mit anderen Messungen und Ausblick

Zum Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Winkelverteilungen der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion mit Literaturdaten sind zunächst die Koeffizienten der Legendre-Polynom-Entwicklung und die Anisotropie-Werte $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ in Tabelle 6.5 aufgeführt. Die hier erwähnten Literaturdaten unterscheiden nicht zwischen schweren und leichten Spaltfragmenten. Ein direkter Vergleich mit den

Tabelle 6.5: Legendre-Polynom-Koeffizienten und die sich aus den Anpassungen ergebende Anisotropie $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilungen.

Meßreihe	$\frac{E_n}{\text{MeV}}$	I_0	a_2	a_4	a_6	$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$
A	1,571	1,009	-0,215	-0,374	-0,122	0,29
A	1,621	1,598	-0,217	-0,409	-0,149	0,20
A	1,684	1,019	-0,185	-0,325	-0,087	0,36
A	3,004	1,072	0,107	-0,066	-0,060	1,15
A	1,423	1,097	-0,030	-0,177	-0,063	0,80
B	1,573	1,004	-0,267	-0,332	-0,049	0,36
B	1,585	1,009	-0,283	-0,366	-0,006	0,35
B	1,685	0,994	-0,274	-0,334	0,011	0,40
B	1,663	1,030	-0,309	-0,401	0,086	0,39
B	3,313	1,053	0,067	0,061	0,086	1,28
B_Δ	1,576	0,972	-0,244	-0,291	-0,065	0,39
B_Δ	1,585	0,966	-0,245	-0,324	-0,035	0,40
B_Δ	1,688	1,029	-0,204	-0,318	-0,030	0,46
B_Δ	1,666	0,929	-0,298	-0,314	0,008	0,37
B_Δ	3,313	0,964	0,144	0,100	0,001	1,16

im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten ist aber selbstverständlich möglich, da aufgrund der Symmetrie der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Winkelverteilungen um 90° eine Unterscheidung der Spaltfragmente irrelevant ist. Da die Literaturdaten nur gerade Entwicklungsparameter berücksichtigen, werden im folgenden nur die ermittelten Daten der $W_g(\vartheta_{FF})$ -Funktion betrachtet. Die Anisotropie-Werte wurden aus den Daten der angepaßten Funktionen gewonnen. Da die Koeffizienten a_6 sehr klein und in der Literatur nur die Koeffizienten a_2 und a_4 aufgeführt sind, werden im

folgenden auch nur diese miteinander verglichen. Fig. 6.6 zeigt zum Vergleich die von Becker et al. [Bec86] ermittelten Werte der Koeffizienten a_2 und a_4 im Bereich 0,5 bis 6,2 MeV zusammen mit der von Blons et al. [Blo84] gemessenen $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Anregungsfunktion. Auffallend ist eine Struktur im Verlauf der Koeffizienten a_2 und a_4 um $E_n = 3$ MeV, einem Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt strukturlos verläuft. Bisher gibt es dafür keine Erklärung. Die Daten (a_2, a_4) der

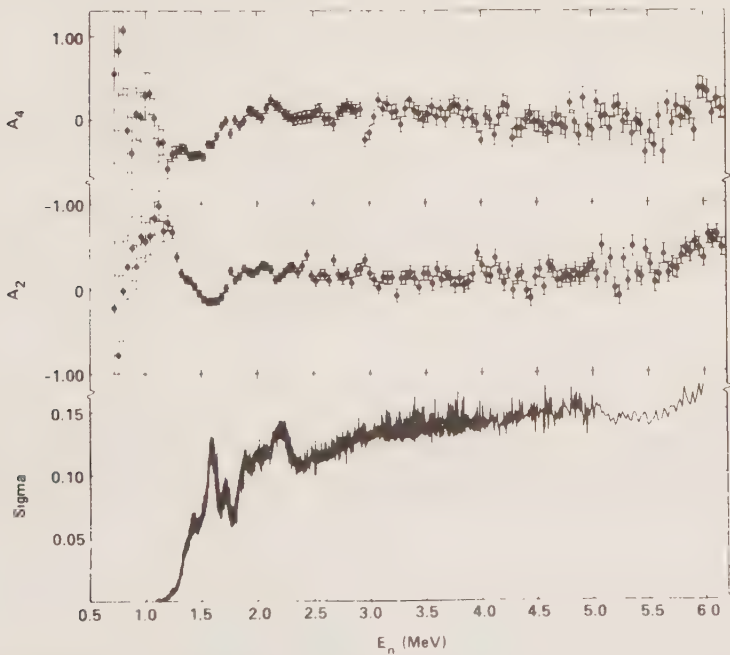


Fig. 6.6: Oben: Die von Becker et al. ermittelten Koeffizienten a_2 und a_4 der Legendre-Polynom-Entwicklung in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Unten: Experimenteller Wirkungsquerschnitt der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion [Blo84] (aus [Bec86]).

Meßreihe A und B um 3 MeV befinden sich in guter Übereinstimmung mit [Bec86]. Fig. 6.7 zeigt im Bereich 0,9 bis 2,3 MeV zusätzlich Koeffizientenwerte aus [Erm70] und [Bud81], sowie die hier ermittelten Daten der Meßreihe A (1,423 MeV und 1,621 MeV) und Meßreihe B.

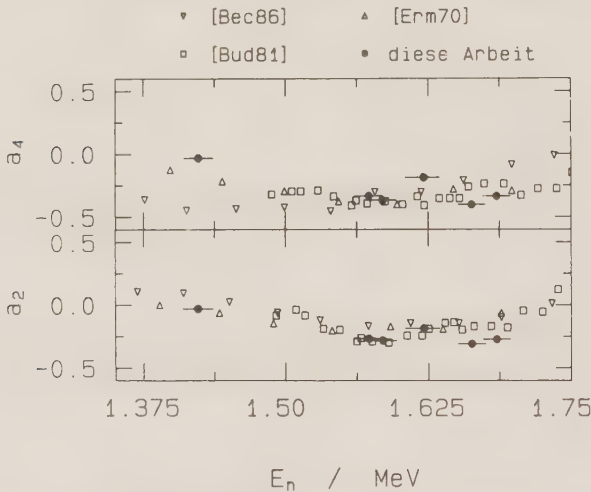


Fig. 6.7: Vergleichende Darstellung von Koeffizienten a_2 und a_4 , der gemäß Gleichung (6.1) an Spaltfragmentwinkelverteilungen angepaßten Legendre-Polynome verschiedener Autoren.

Die 1,58 MeV-Daten decken sich mit den Werten von [Bud81]. Die 1,42 MeV-Messung folgt eher den Daten von [Erm70], während die Koeffizienten ab 1,62 MeV etwas von den übrigen Messungen abweichen. Die Anisotropie-Werte der Tabelle 6.5 korrespondieren im Rahmen der Datenstreuung mit denen aus Fig. 6.8 (aus [Bec86]).

Die K-Analyse der Winkelverteilungen erlaubt einen Vergleich mit der von Blons et al. vorgenommenen Analyse der Anregungsfunktion der $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion, die in Fig. 4.1 und 4.2 (Seite 80 und 81) dargestellt ist. Im Energiebereich $E_n > 1,5$ MeV zeigt sich eine Dominanz von $K = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ -Zuständen, wie sie auch in Tabelle 6.3 (Seite 124) dieser Arbeit zu finden ist.

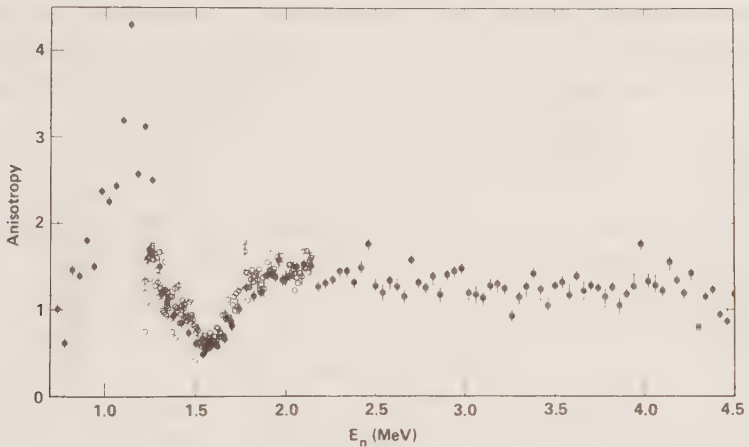


Fig. 6.8: Spaltfragment-Anisotropie $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (aus [Bec86]). Die vollen Punkte zeigen die Daten von [Bec86] und die offenen Datenpunkte die von [Blo75].

In Tabelle 6.2 ist der leichte Anstieg des $K = \frac{5}{2}$ -Anteils bei 1,57 MeV von 40,1 % auf 46,9 % bei 1,58 MeV und der Abfall des $K = \frac{3}{2}$ -Anteils von 32,7 % auf 30,4 % (Meßreihe B) auffallend, der sich bei den Daten von Blons et al. [Blo84] nicht widerspiegelt. Diese Daten zeigen, wie in Fig. 4.2 (links) zu erkennen ist, einen nahezu konstanten $K = \frac{5}{2}$ -Untergrund und eine oszillierend steigende $K = \frac{3}{2}$ -Struktur, auf der sich Rotationsbanden unterschiedlicher Parität ($J^\pi = \frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$; $J^\pi = \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$) aufbauen. Widersprüchlich sind auch die Daten bei $E_n = 1,66$ MeV. Während bei [Blo84] $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ -Zustände dort nahezu gleich stark vertreten sind, zeigt die Messung bei 1,66 MeV laut Tabelle 6.3 eine Dominanz der $K = \frac{5}{2}$ -Kanäle. Ansonsten sind K-Analyse-Daten von Winkelverteilungen in der Literatur widersprüchlich [Bec86]. Im Energiebereich der 1,7 MeV-Resonanz zum Beispiel finden [Bud81] den Hauptanteil bei $K = \frac{5}{2}$, [Blo84] bei $K = \frac{3}{2}$ und bei [Bec86] sind die Zustände mit $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ gleich stark vertreten.

Die Messungen von Winkelverteilungen mit hoher Winkelauflösung im Rahmen dieser Arbeit zeigen, daß $K = 7/2$ -Anteile für eine zufriedenstellende Beschreibung der Daten notwendig sind. [Blo84], [Auc81], [Bud81] und [Bec86] beschreiben ihre Daten ohne $K = 7/2$ -Anteile, wobei [Blo84] und [Auc81] aufgrund mangelnder Winkelverteilungsdaten dazu gezwungen waren.

Die gleichzeitige Messung von Anregungsfunktion und hochaufgelösten Winkelverteilungen, sowie die Weiterentwicklung von Modellen zur Beschreibung des Spaltprozesses sind notwendig, um die vorhandenen Widersprüche zu klären [Lyn83].

Winkelverteilungsdaten der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion im Bereich der 720 keV-Resonanz finden sich bei [Vor67], [Jam71], [Yue71], [Bol80] und [Sic85]. Diese Daten sind ohne eine Unterscheidung von leichter und schwerer Fragmentmasse gewonnen worden. Für einen direkten Vergleich von Winkelverteilungsdaten mit der im Rahmen dieser Arbeit bei $\langle E_n \rangle \approx 705$ keV gemessenen Verteilung wurden die in diesem Energiebereich vorliegenden Literaturdaten in Tabelle 6.6 zusammengestellt. Die aufgelisteten Daten zeigen eine große Streuung. Dies liegt möglicher-

Tabelle 6.6: Vergleich von Winkelverteilungsdaten der $^{230}\text{Th}(n,f)$ -Reaktion verschiedener Autoren bei den angegebenen Energien. Die Daten wurden zum Teil graphisch ermittelt.

Referenz	$\langle E_n \rangle$ MeV	$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$	$\frac{W(30^\circ)}{W(90^\circ)}$	$\frac{W(60^\circ)}{W(90^\circ)}$
<i>diese Arbeit</i>	705	2,1	1,9	1,4
[Sic85]	706	3,0	2,0	1,1
[Bol80]	711	2,3	2,1	1,3
[Jam71]	705	1,6	1,7	1,2
[Yue71]	715	1,5	1,5	1,1
[Vor67]	692	2,2	1,8	1,3

weise daran, daß die Energien der präsentierten Daten zum Teil zu unterschiedlich sind. Dennoch wird deutlich, daß genauere Untersuchungen, vor allem die gleichzeitige Messung von Anregungsfunktion und Winkelverteilungen benötigt werden, um eine Klärung der Struktur dieser markanten Resonanz herbeizuführen. Dies hängt unmittelbar mit der Frage der Existenz des 3. Minimums in der PES zusammen. Die isolierte Resonanz ist eine gute Voraussetzung, die am Spaltprozeß beteiligten Zustände ohne einen möglicherweise störenden Untergrund zu untersuchen. Die in dieser Arbeit gemessene Asymmetrie der Winkelverteilungsdaten der leichten Fragmentmasse bei $E_n = (705 \pm 16)$ keV läßt es in diesem Zusammenhang sinnvoll erscheinen, zur Bestätigung des Phänomens über den gesamten Bereich der Resonanz massenseparierte Winkelverteilungen zu messen.

Anhang A

Berechnung von Neutronenspektren der ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$ -Reaktion

Die Berechnung von Energie- und Winkelspektren der ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$ -Reaktion für die in Fig. 3.6 dargestellte Anordnung von Li-Target und Spalttarget wurde mittels einer Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Bei diesen Rechnungen werden Wechselwirkungsprozesse einzelner Protonen im Li-Target, sowie die Emission der entstehenden Neutronen anhand von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen [Kah56][Bra68] verfolgt. Aus der Betrachtung einer großen Anzahl von Protonen können schließlich Spektren von berechneten Reaktionsdaten aufgebaut werden.

Ziel dieser Rechnungen war, die Verteilungen der Energie und der Emissionswinkel, sowie den Fluß der auf das Spalttarget einfallenden Neutronen zu bestimmen. Der Gang der Rechnung, wie er mittels des Programms LI7PN erfolgte, wird anhand des Flußdiagramms (Fig. A1) erläutert. Die verwendeten Bezeichnungen der Ortskoordinaten und Winkel in der Anordnung von Li-Target und Spalttarget können Fig. A2 entnommen werden.

Nach Vorgabe der experimentellen Bedingungen (Protoneneinschußenergie, Li-Targetdicke, Durchmesser und Abstand der Targets) und der gewünschten Rechengenauigkeit werden zunächst die der Literatur entnommenen Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts der ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$ -Reaktion [Lis75] und des Energieverlustes von Protonen in Lithium [And77] eingelesen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt bildet eine wesentliche Grundlage der Berechnungen, da er die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Proton der Energie E_p die Reaktion ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$ auslöst und ein Neutron der Energie E_n unter einem Winkel Θ_n emittiert wird.

Die Berechnung der Reaktionsdaten erfolgt nach einem Algorithmus, bei dem die Wechselwirkung eines einzelnen Protons anhand von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen verfolgt wird. In dem Monte-Carlo-Rechenprogramm wird zur Simulation solcher Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen ein Zufallszahlengenerator benutzt,

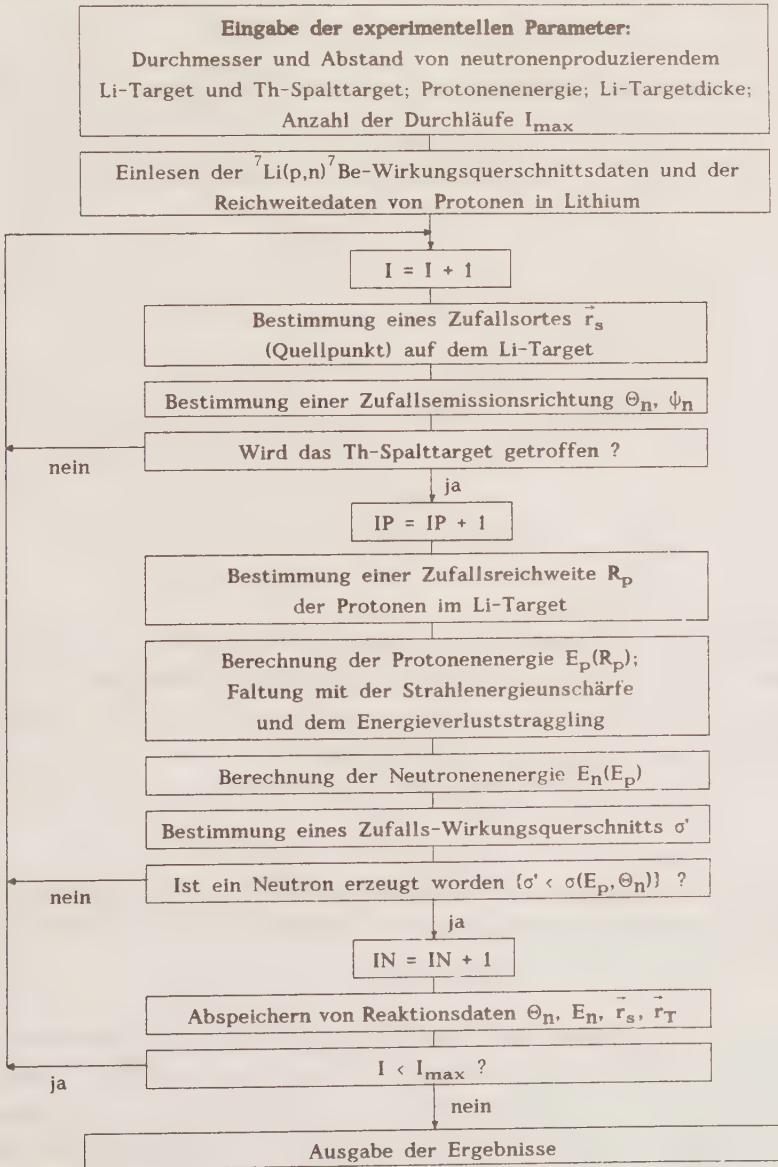


Fig. A1: Vereinfachtes Flußdiagramm des Monte-Carlo-Simulationsprogramms LI7PN zur Berechnung von Neutronenspektren der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion.

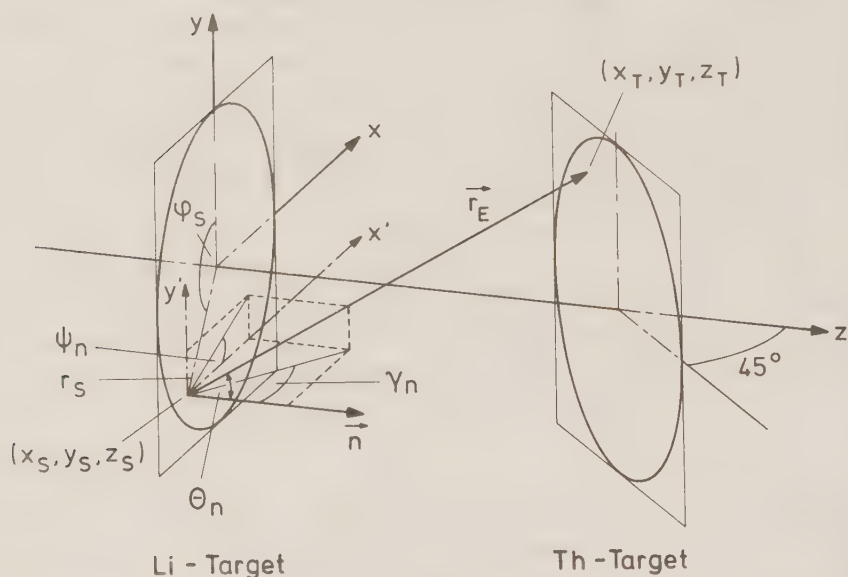


Fig. A2: Darstellung der Geometrie von neutronenproduzierendem Li-Target und Th-Spalttarget. Beispielhaft ist ein möglicher Neutronenproduktionsort (x_s, y_s, z_s) bzw. (r_s, φ_s, z_s) , eine Neutronenflugrichtung $\vec{r}_E$ mit den Winkeln Θ_n , ψ_n , γ_n und ein Spaltort (x_T, y_T, z_T) auf dem Th-Target eingezeichnet.

der mit konstanter Wahrscheinlichkeitsdichte Zufallszahlen, die im folgenden mit ξ_i bezeichnet werden, zwischen 0 und 1 ($0 \leq \xi_i < 1$) erzeugt. Der Algorithmus wird so oft durchlaufen, bis die gewünschte Rechengenauigkeit erreicht ist.

Der Rechenalgorithmus beginnt mit dem Auswürfeln eines Auftreffortes $\vec{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ auf dem Li-Target, wobei z_s (Targetebene) zunächst konstant bleibt. An diesem Ort trifft auf das Li-Target ein Proton, das möglicherweise über die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion ein Neutron erzeugt. Bei der Simulation können die in Kap. 3.1 dargestellten unterschiedlichen experimentellen Anordnungen, das Li-Target großflächig zu bestrahlen, berücksichtigt werden.

Im Fall der Meßreihe A wird unter der Annahme eines aufgeweiteten Protonenstrahls eine kreisrunde Li-Targetfläche mit dem Radius r_{Li} über die gesamte Fläche gleichmäßig ausgeleuchtet. Jeder Punkt des Targets ist mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein Quellpunkt. Die Polarkoordinaten r_s , φ_s des Ortes $\vec{r}_s$ werden nach folgender Rechenvorschrift ausgewürfelt:

$$r_s = \sqrt{1 - \xi_1} \cdot r_{\text{Li}} \quad (\text{A1a})$$

$$\varphi_s = 2\pi \cdot \xi_2 \quad (\text{A1b}).$$

Die karthesischen Koordinaten x_s , y_s dieses ausgewürfelten Quellpunktes ergeben sich aus folgenden Gleichungen:

$$x_s = r_s \cdot \cos \varphi_s \quad (\text{A2a})$$

$$y_s = r_s \cdot \sin \varphi_s \quad (\text{A2b}).$$

Für den Fall eines periodisch über die Targetfläche gewedelten Protonenstrahls (Meßreihe B) werden die Koordinaten des Quellpunktes $\vec{r}_s$ gewürfelt gemäß folgender Vorschrift:

$$x_s = \frac{1}{2} \cdot x_0 \cdot \sin 2\pi \xi_1 \quad (\text{A3a})$$

$$y_s = \frac{1}{2} \cdot y_0 \cdot \sin 2\pi \xi_2 \quad (\text{A3b}).$$

Dabei bedeuten x_0 und y_0 die Breite bzw. die Höhe der ausgeleuchteten Targetfläche.

Als nächster Rechenschritt wird die Emissionsrichtung eines Neutrons ausgewürfelt. Sie wird durch einen Azimuthwinkel ψ_n und einen Polarwinkel Θ_n parametrisiert. Von jedem Quellpunkt $\vec{r}_s$ aus soll eine isotrope Verteilung der Emissionsrichtung in den Richtung Th-Target gelegenen Halbraum gegeben sein. Diese Bedingung wird beim Auswürfeln durch die folgenden Beziehungen erfüllt:

$$\Theta_n = \arccos \frac{1}{2} \pi \xi_3 \quad (\text{A4a})$$

$$\psi_n = 2\pi\xi_4 \quad (\text{A4b}).$$

Anschließend wird geprüft, ob die Verlängerung einer Geraden, die in Emissionsrichtung ψ_n , Θ_n durch den Quellpunkt $\vec{r}_s$ verläuft, die Spalttargetfläche (siehe Fig. A2, $\vec{r}_T = (x_T, y_T, z_T)$) kreuzt. Wird die Fläche nicht getroffen, beginnt der Algorithmus erneut.

Da die Emissionsrichtungen gemäß Gleichungen (A4a) und (A4b) für den gesamten Halbraum ausgewürfelt werden, das Spalttarget aber nur einen Bruchteil des Halbraumes ausfüllt, würde eine große Zahl von Fehlversuchen die Rechenzeit erheblich verlängern. Aus diesem Grund wird der Emissionsrichtungsbereich von vornherein auf einen eingeschränkten Bereich begrenzt, der sich durch einfache Überlegungen aus der jeweiligen Geometrie (Fig. A2) des Aufbaus ergibt (vgl. [Wil66]).

Verläuft die Verlängerung der Geraden in Emissionsrichtung durch die Spalttargetfläche, werden im nächsten Schritt des Algorithmus die Wechselwirkungsprozesse der Protonen im Li-Target betrachtet. Zunächst wird eine Targetschicht Δz_i innerhalb des Li-Targets ausgewürfelt, bis zu der das Proton eingedrungen ist und in der möglicherweise die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion stattfindet. Es wird davon ausgegangen, daß innerhalb des Targets bzw. bei dicken Targets innerhalb der maximalen Reichweite der Protonen jede Targetschicht mit gleicher Häufigkeit zum Reaktionsprozeß beiträgt. Die Eindringtiefe R_p wird folglich gewürfelt gemäß der Beziehung

$$R_p = x_{L1} \cdot \xi_5 \quad (\text{A5}),$$

wobei x_{L1} die Targetdicke bzw. die maximale Protonenreichweite bezeichnet.

Die Energie $E_p(R_p)$ des Protons nach Passieren dieser Targetschicht R_p wird aus dem Energieverlust- bzw. aus Energie-Reichweite-Daten [And77] berechnet.

Diese Energie $E_p(R_p)$ unterliegt einer Energieunschärfe ΔE , die durch Energieverluststraggling ΔE_{stragg} der Protonen im Target und durch die Protonenstrahlunschärfe des Beschleunigers von $\Delta E_p \approx 1,5 \text{ keV}$ [Bla74] verursacht wird.

Das Energieverluststraggling ΔE_{stragg} wird nach einer Formel von N. Bohr [Boh48][Nie61] berechnet:

$$\Delta E_{\text{stragg}}^2 = \frac{4\pi}{(4\pi\epsilon_0)^2} e^4 n \Delta x Z_1^2 Z_2 \quad (\text{A6}),$$

wobei

- e - Elementarladung
- Z_1 - Ladungszahl des Projektils
- Z_2 - Ladungszahl des Targetmaterials
- Δx - Targetdicke
- n - Zahl der Kerne pro Volumeneinheit der Targets substanz
- ϵ_0 - elektrische Feldkonstante.

Die Energieunschärfe ΔE errechnet sich aus der Beziehung

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{\text{stragg}}^2 + \Delta E_p^2} \quad (\text{A7})$$

Dieser Energieunschärfe wird Rechnung getragen durch die Anwendung eines Zufallszahlengenerators $\zeta(x_0, \sigma)$, der eine gaußförmige Wahrscheinlichkeitsdichte besitzt. x_0 gibt den Schwerpunkt und σ die Standardabweichung der Verteilung an. Damit ergibt sich eine Energie

$$E'_p = \zeta(E_p, \Delta E) \quad (\text{A8})$$

Der nächste Schritt der Rechnung ist die Betrachtung der Reaktionswahrscheinlichkeit. Dazu wird der Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitts der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion $d\sigma/d\Omega(E'_{p,\xi}, \Theta_n)$ aus den eingelesenen Reaktionsdaten ermittelt. Aus einem Bereich zwischen 0 und dem maximalen Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{\text{max}}$ der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion im hier betrachteten Energiebereich ($E_p < 7 \text{ MeV}$) wird gleichverteilt ein Wert

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\xi_6} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\max} \cdot \xi_6 \quad (\text{A9})$$

gewürfelt. Es wird dann geprüft, ob die Bedingung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\xi_6} > \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(E_p', \Theta_n) \quad (\text{A10})$$

erfüllt ist. In diesem Fall induziert das Proton keine Reaktion. Der Algorithmus beginnt dann erneut mit dem Auswürfeln eines neuen Quellpunktes.

Ist dagegen Bedingung (A10) erfüllt, hat eine Kernumwandlung stattgefunden, und die Rechnung wird fortgesetzt, indem aus der Reaktionskinematik [Mar68] die Energie E_n des unter Θ_n emittierten Neutrons, sowie der Ort $\vec{r}_T$, an dem dieses Neutron das Spalttarget trifft, berechnet werden.

Der Quellpunkt $\vec{r}_s$, der Winkel Θ_n , der Ort $\vec{r}_T$ des Auftreffpunktes auf dem Spalttarget und die Neutronenenergie E_n werden für jeden vollständig durchlaufenen Algorithmus nach dem "List-Mode"-Verfahren abgespeichert und in Spektren einsortiert. Da die Genauigkeit der Rechnung durch den statistischen Fehler in der Anzahl der Ereignisse bestimmt ist, wird der Algorithmus so oft wiederholt, bis die gewünschte Genauigkeit erreicht ist.

Die Anzahl der Durchläufe, die die verschiedenen Teile des Algorithmus betreffen, werden separat über die Variablen I, IP und IN gezählt (vgl. Fig. A1). Aus dem Verhältnis der Anzahl der gewürfelten Emissionsrichtungen I zur Anzahl der Treffer IP kann unter Berücksichtigung einer Normierungskonstanten N_1 , die sich aus dem eingeschränkten Emissionswinkelbereich [Wil66] ergibt, der Raumwinkel Ω_n der Anordnung Neutronenquelle - Spalttarget berechnet werden:

$$\Omega_n = N_1 \cdot \frac{IP}{I} \quad (\text{A11})$$

Die Strahlladung Q , die notwendig ist, um eine Emission von IN Neutronen unter dem Raumwinkel Ω_n auf das Spalttarget zu erzielen, läßt sich berechnen über die Beziehung

$$Q = \frac{IP \cdot e}{1 - P} \quad (\text{A12}).$$

Dabei sind e die Elementarladung und P die Wahrscheinlichkeit, mit der das Proton, ohne ein Neutron zu produzieren und unter dem Raumwinkel Ω_n zu emittieren, durch das Target fliegt, wobei der maximale differentielle Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{\max}$ zugrunde gelegt wird. Der Ausdruck $1 - P$ ist damit gleich der Wahrscheinlichkeit, mit der eine Reaktion stattfindet. Er ergibt sich aus der Definition des differentiellen Wirkungsquerschnittes und errechnet sich gemäß

$$1 - P = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\max} \cdot \Omega_n \cdot \frac{N_A \cdot \Delta x \cdot \rho}{A_{\text{Li}}} \quad (\text{A13}),$$

wobei N_A die Avogadrokonstante, $\Delta x \cdot \rho$ die Massenbelegung und A_{Li} die molare Masse von Lithium bedeuten.

Die Ausbeute Y_n der auf das Spalttarget einfallenden Neutronen wird auf die Strahlladung normiert und ergibt sich aus dem Verhältnis

$$Y_n = \frac{IN}{Q} \quad (\text{A14}).$$

Die Rechnungen wurden auf einem VAX 750 Computer durchgeführt. Tabelle A1 zeigt für ein Rechenbeispiel einige typische Zahlenwerte, die das Programm bei vorgegebener Targetgeometrie und $I = 100000$ Versuchen liefert.

Als weitere Ergebnisse der Simulation sind in Fig. A3 beispielhaft Neutronenenergiespektren bei Protoneneinschußenergien von $E_p = 2,448$ MeV (unten) und $E_p = 3,388$ MeV (oben) dargestellt. Fig. A3 oben zeigt das Auftreten der zweiten Neutronengruppe n_1 . Die mittlere Neutronenenergie und die Breite der Energieverteilung der einzelnen Neutronengruppen kann anhand dieser Spektren ermittelt werden. Eine Zusammenstellung aller berechneten Neutronenenergie-daten, die im Rahmen dieser Arbeit von Interesse sind, sind in Tabelle A2 zusammengestellt.

Tabelle A1: Typische Zahlenwerte eines Rechenbeispiels des LI7PN Programms

Protonenenergie		2,448 MeV
∅ Li-Target		16 mm
∅ ${}^{230}\text{Th}$ -Target		14 mm
Abstand der Targets		41 mm
Anzahl der Iterationen	I	100000
Anzahl der Treffer	IP	17073
Anzahl der produzierten Neutronen	IN	15828
Raumwinkel		63,16 msr
Strahlldung		17,13 nC
Rechengenauigkeit $\Delta(\text{IN}) / (\text{IN})$		0,7 %
Rechenzeit		213 s

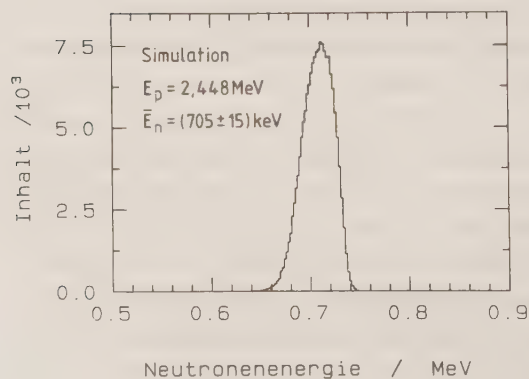
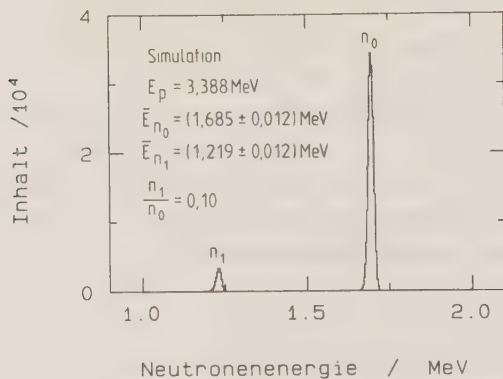


Fig. A3:

Berechnete Energiespektren der durch die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion erzeugt und auf das Th-Spalttarget (vgl. Fig. A2) einfallenden Neutronen bei Protoneneinschußenergien von $E_p = 2,448$ MeV (unten) und $E_p = 3,388$ MeV (oben). Angegeben sind die mit der Momentenmethode ermittelten Schwerpunkte und Standardabweichungen der Neutronenlinien n_0 und n_1 .

Ortsspektren der Neutronenquelle sind für die beiden verschiedenen experimentellen Anordnungen (Meßreihe A und B) in Fig. A4 und Fig. A5 gezeigt, wobei in Fig. A5 (oben) ein experimentell gewonnenes einem berechneten Spektrum (unten) gegenübergestellt ist. Der Vergleich macht deutlich, daß die Simulation, die gemäß der Gleichungen (A5a) und (A5b) vorgenommen wurde, die experimentell bestimmte Ortsverteilung gut wiedergibt.

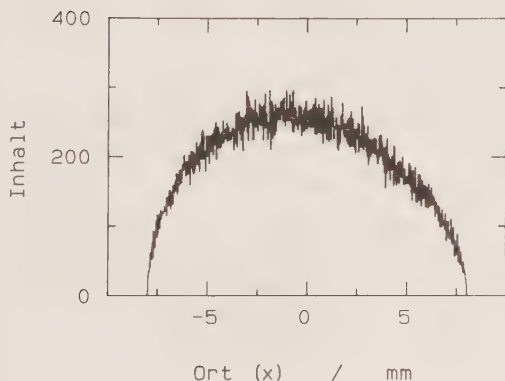


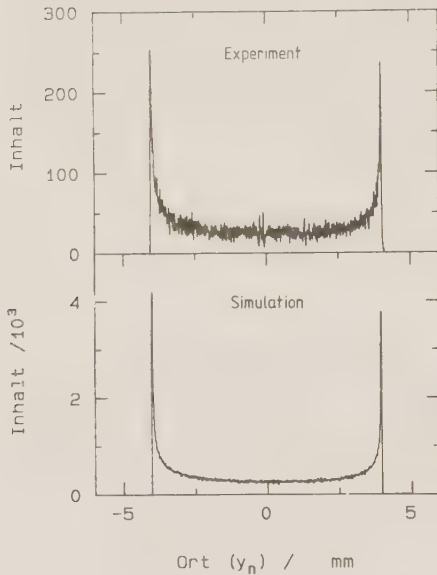
Fig. A4:

Berechnetes Ortsspektrum (x) der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ - Neutronenquelle für den Fall einer durch den Protonenstrahl gleichmäßig ausgeleuchteten, kreisrunden Li-Targetfläche (Meßreihe A).

Die Verteilung der Neutronenemissionswinkel Θ_n , wie sie für die experimentelle Anordnung der Meßreihe B bei $E_p = 5,0$ MeV gerechnet wurde, ist in Fig. A6 (oben) dargestellt. Das aus der Messung der Orte von Neutronenproduktion $\vec{r}_s$ und Spaltung $\vec{r}_T$ ermittelte Winkelspektrum (Fig. A6 unten) weicht vom Ergebnis der Simulation bezüglich der Form der Verteilung ab. Diese Diskrepanz ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß in die Berechnung des Winkelspektrums (Fig. A6 oben) die Unsicherheiten bei der experimentellen Bestimmung der Orte nicht eingingen. Werden diese Meßunsicherheiten durch gaußförmige Zufallsverteilungen der Breite $\Delta x_T = \Delta y_T = \pm 1,5$ mm gemäß

$$x'_T = \zeta(x_T, \Delta x_T) \quad (\text{A15a})$$

$$y'_T = \zeta(y_T, \Delta y_T) \quad (\text{A15b})$$

**Fig. A5:**

Vergleich von gemessenem (oben) und berechnetem (unten) Ortspektrum (x) der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Neutronenquelle für den Fall eines über das Li-Target periodisch gewedelten Protonenstrahls (Meßreihe B).

in der Rechnung berücksichtigt, so ergibt sich eine Verteilung, die mit der experimentellen übereinstimmt, wie in Fig. A6 (Mitte) gezeigt ist.

Die Berechnung des mittleren Neutronenemissionswinkels und seiner Varianz ist insbesondere für die Betrachtung der Ergebnisse von Meßreihe A von Bedeutung, da dort keine experimentelle Bestimmung des Neutroneneinfallswinkels vorgenommen wurde. Für die Angabe des Spaltfragmentstreuwinkels ϑ_{FF} ist deshalb die Kenntnis eines mittleren Einfallswinkels $\bar{\gamma}$ notwendig, den der Strahl in der Reaktionsebene (x - z -Ebene) bezüglich der z -Achse bildet¹⁾. Aufgrund der ausgedehnten Neutronenquelle, des großen Spalttargets und der

1) **Anmerkung:** In Experimenten mit einem Strahl aus geladenen Teilchen ist dieser Winkel üblicherweise $\gamma = 0^\circ$, denn die Projektile werden entlang der z -Achse eingeschossen. Die Winkeldivergenz des Strahls kann dann vernachlässigt werden.

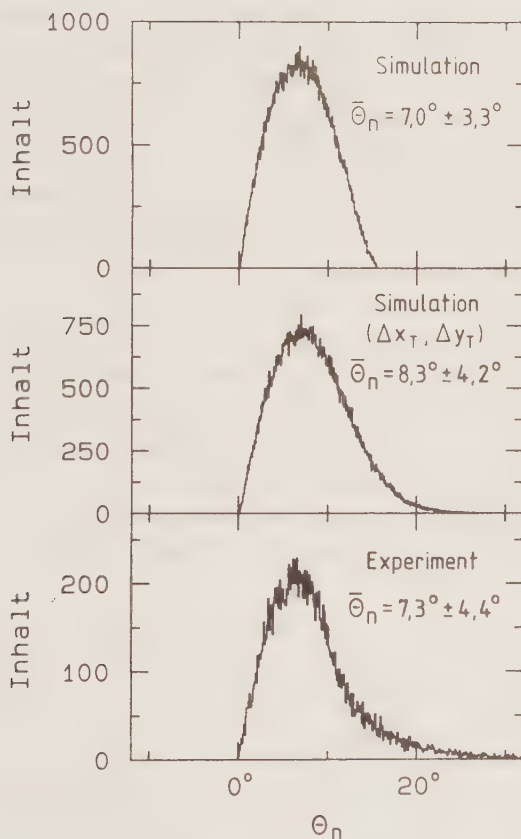


Fig. A6: Spektren des Neutronenemissionswinkels Θ_n der in Fig. A2 gezeigten Anordnung. Oben: Berechnetes Spektrum ohne Berücksichtigung der Unsicherheit in der Ortsbestimmung auf dem Th-Spalttarget. Mitte: Berechnetes Spektrum mit Berücksichtigung einer Unsicherheit in der Ortsbestimmung auf dem Th-Spalttarget von $\Delta x = \Delta y = \pm 1,5$ mm. Unten: experimentell bestimmtes Spektrum.

großen Flächen der Spaltfragmentdetektoren ist die Reaktionsebene eines einzelnen Reaktionsprozesses, die durch die Punkte r_s , r_T und r_D aufgespannt wird, nicht notwendigerweise deckungsgleich mit der üblicherweise als Reaktionsebene bezeichneten x-z-Ebene (vgl. Fig. A2). Jedoch ist der maximale Neigungswinkel δ der möglichen Reaktionsebenen zur x-z-Ebene - mit Ausnahme der des 0° -Detektors - relativ klein ($\delta_{\max} \approx 9^\circ$), so daß die Angabe eines mittleren Einfallswinkels $\bar{\gamma}$ des Neutronenstrahls in der x-z-Ebene eine sinnvolle Bezugsrichtung für den Streuwinkel ϑ_{FF} darstellt. In der Simulationsrechnung wird daher der Winkel γ , der den Winkel der Projektion des Emissionsvektors $\vec{r}_E$ in die x-z-Ebene in Bezug auf die z-Achse angibt, abgespeichert. Das Spektrum dieses Winkels γ ist in Fig. A7 dargestellt. Der mittlere Einfallswinkel beträgt $\bar{\gamma} = (2,1^\circ \pm 7,4^\circ)$. Im Falle der Meßreihe A wurde für alle Spaltfragmentdetektoren mit Ausnahme des 0° -Detektors die Angabe des Streuwinkels, die sich aus der Stellung im experimentellen Aufbau ergab, um den jeweils berechneten Wert $\bar{\gamma}$ korrigiert. Aufgrund der Rotationssymmetrie des Streuwinkels ϑ_{FF} um die z-Achse, ist für Spaltfragmente, die im 0° -Detektor nachgewiesen werden, als Neutroneneinfallswinkel der mittlere Emissionswinkel $\bar{\Theta}_n$ zu betrachten.

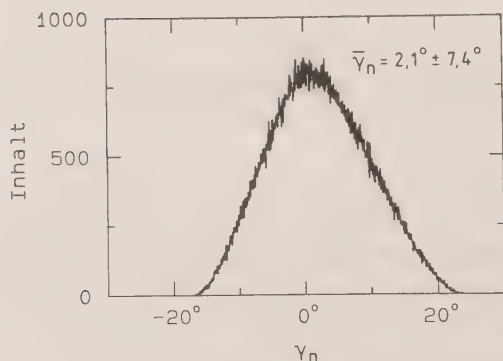


Fig. A7:

Simuliertes Spektrum des Winkels γ_n . Das ist der Winkel zwischen dem in die Reaktionsebene (x-z-Ebene; siehe Fig. A2) projizierten Emissionsrichtungsvektors und dem Normalenvektor $\vec{n}$.

Die berechneten Werte der mittleren Winkel $\bar{\gamma}$ und $\bar{\Theta}_n$ und ihre Varianzen sind für die jeweiligen Einschüßenergien in Tabelle A2 zusammengestellt. Die Angabe des berechneten absoluten Neutronenflusses durch das Spalttarget muß noch korrigiert werden, denn bei der Monte-Carlo-Rechnung ist die Neutronenabsorption durch das Targetbacking, das Kühlwasser und die Trennwand (Fig. 3.4) nicht berücksichtigt worden. Die Transmission der Neutronen durch ein Absorbermaterial i ist gegeben durch folgenden Ausdruck:

$$T_i = e^{-n_i \cdot \sigma_{T,i} \cdot x_i} \quad (\text{A16})$$

mit n_i : Teilchenzahldichte des Absorbers i
 $\sigma_{T,i}$: totaler Wirkungsquerschnitt des Absorbers i für Neutronen
 x_i : Dicke des Absorbers i .

Die absolute Neutronenausbeute Y_n muß daher noch um das Produkt der Transmissionen T_i der einzelnen Absorber reduziert werden:

$$Y'_n = Y_n \cdot \prod_i T_i \quad (\text{A17}).$$

Bei der Berechnung der Transmission nach Gleichung (A16) ist zu beachten, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronen im jeweiligen Absorbermaterial eine energieabhängige Größe ist. Da die Werte von $\sigma_{T,i}(E_n)$ der hier verwendeten Materialien (Al, Fe, H, O) sich innerhalb eines Energieintervalls, das der Energieunschärfe ΔE_n des Neutronenstrahls entspricht, nicht stark verändern [Gar76], wurde jeweils ein mittlerer Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma_{T,i} \rangle$ in Gleichung (A16) eingesetzt. Die Transmission wurde für jede Neutronenenergie separat berechnet. Die Werte sind in Tabelle A2 angegeben.

Tabelle A2: Zusammenstellung der wichtigsten Daten der Simulationsrechnungen. Mittelwerte und Standardabweichungen der Neutronenenergie E_{n_0} und der Winkel $\bar{\gamma}_n, \Delta\gamma_n$ wurden mit der Momentenmethode ermittelt. Die Geometriebezeichnungen A, $\tilde{A}$ und B beziehen sich auf die verschiedenen experimentellen Anordnungen (Meßreihe A und B; siehe Kap. 3). Es werden die unterschiedlichen Targetdurchmesser (Li,Th), Li-Targetdicken und Arten der großflächigen Ausleuchtung des Li-Targets der jeweiligen Meßreihe berücksichtigt. $\tilde{A}$ bezieht sich auf die Messung mit dem ${}^{230}\text{Th}$ -Target. Φ_n^* gibt den Neutronenfluß durch das Th-Target ohne Berücksichtigung der Neutronenabsorption an. T ist die Transmission.

Geo- metrie	$\frac{E_p}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{n_0}}{\text{MeV}}$	$\frac{\Delta E_{n_0}}{\text{keV}}$	$\bar{\Theta}_n$	$\Delta\Theta_n$	$\bar{\gamma}_n$	$\Delta\gamma_n$	$\frac{\Phi_n^*}{\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}}$	$\frac{T}{\%}$
A	3,277	1,571	16	$10,5^\circ$	$5,0^\circ$	$2,1^\circ$	$7,4^\circ$	$1,5 \cdot 10^7$	81
A	3,326	1,621	14	$10,5^\circ$	$5,0^\circ$	$2,1^\circ$	$7,4^\circ$	$1,5 \cdot 10^7$	80
A	3,389	1,684	15	$10,4^\circ$	$5,0^\circ$	$2,1^\circ$	$7,4^\circ$	$1,4 \cdot 10^7$	81
A	4,700	3,004	20	$10,4^\circ$	$4,9^\circ$	$2,1^\circ$	$7,4^\circ$	$1,9 \cdot 10^7$	85
A	3,132	1,423	13	$10,4^\circ$	$4,9^\circ$	$2,1^\circ$	$7,4^\circ$	$1,6 \cdot 10^7$	81
$\tilde{A}$	2,448	0,705	16	$8,8^\circ$	$4,1^\circ$	$1,3^\circ$	$6,5^\circ$	$4,6 \cdot 10^7$	75
B	3,278	1,573	12	$7,0^\circ$	$3,3^\circ$	$0,9^\circ$	$5,0^\circ$	$1,5 \cdot 10^7$	81
B	3,290	1,585	12	$7,0^\circ$	$3,3^\circ$	$0,9^\circ$	$5,0^\circ$	$1,5 \cdot 10^7$	81
B	3,388	1,685	12	$7,0^\circ$	$3,3^\circ$	$0,9^\circ$	$5,0^\circ$	$1,4 \cdot 10^7$	81
B	3,360	1,663	12	$7,0^\circ$	$3,3^\circ$	$0,9^\circ$	$5,0^\circ$	$1,4 \cdot 10^7$	81
B	5,000	3,313	13	$7,0^\circ$	$3,3^\circ$	$0,9^\circ$	$5,0^\circ$	$2,3 \cdot 10^7$	89

Anhang B

Zusammenstellung der Winkelverteilungsdaten

In den folgenden Tabellen sind die Daten der Winkelverteilungen für leichte Spaltfragmente der $^{230}\text{Th}(n,f)$ - und $^{232}\text{Th}(n,f)$ -Reaktionen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurden und in den Figuren 5.1 bis 5.5 und 5.11 bis 5.21 gezeigt sind, zusammengestellt. Angegeben ist der Schwerpunktswinkel ϑ_{LFF} und der Wirkungsquerschnitt (normiert auf die Daten der in PPAC 3 registrierten leichten Spaltfragmente), sowie die jeweiligen Standardabweichungen. Die erste Spalte jeder Tabelle zeigt eine Chiffre, die für jeden Datenpunkt angibt, 1. welche Spaltfragmentgruppe ausgewertet wurde ('L' steht für die leichte und 'H' für die schwere Gruppe) und 2. in welchem Detektor die Fragmente registriert wurden (P $\equiv$ PPAC und S $\equiv$ SBD). So bedeutet z.B. "LP2", daß die leichte Gruppe der in PPAC 2 registrierten Spaltfragmente ausgewertet wurde. Die Daten sind in chronologischer Reihenfolge geordnet. Unter allen Tabellen ist die Nummer der zugehörigen Figur angegeben.

Meßreihe A:

$$E_n = (1,571 \pm 0,016) \text{ MeV}$$

$$E_n = (1,621 \pm 0,014) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$10,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,41 \pm 0,01$	$10,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,39 \pm 0,04$
LS 4	$15,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,70 \pm 0,25$	$15,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,81 \pm 0,28$
HS 1	$29,7^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,82 \pm 0,06$	$29,7^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,76 \pm 0,07$
HP 5	$42,6^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,14 \pm 0,03$	$42,6^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,20 \pm 0,04$
LP 4	$43,1^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,11 \pm 0,03$	$43,1^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,13 \pm 0,03$
HS 2	$59,5^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,10 \pm 0,03$	$59,5^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,05 \pm 0,04$
HS 3	$70,5^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,05 \pm 0,03$	$70,5^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,04 \pm 0,04$
LS 5	$71,2^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,09 \pm 0,31$	$71,2^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,11 \pm 0,31$
HP 1	$87,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,03 \pm 0,02$	$87,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,01 \pm 0,03$
LP 1	$88,2^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,05 \pm 0,08$	$88,2^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,05 \pm 0,08$
HP 3	$91,6^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,06 \pm 0,08$	$91,6^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,10 \pm 0,08$
LP 3	$92,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,00 \pm 0,02$	$92,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,00 \pm 0,03$
HS 5	$108,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,04 \pm 0,29$	$108,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,97 \pm 0,28$
LS 3	$109,4^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,06 \pm 0,03$	$109,4^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,11 \pm 0,04$
LS 2	$120,4^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,10 \pm 0,03$	$120,4^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,11 \pm 0,04$
HP 4	$136,8^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,13 \pm 0,03$	$136,9^\circ \pm 0,1^\circ$	$1,13 \pm 0,03$
LP 5	$137,3^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,12 \pm 0,03$	$137,3^\circ \pm 0,1^\circ$	$1,13 \pm 0,04$
LS 1	$150,2^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,86 \pm 0,06$	$150,3^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,94 \pm 0,08$
HS 4	$165,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,69 \pm 0,24$	$165,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,89 \pm 0,31$
HP 2	$169,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,40 \pm 0,01$	$169,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,32 \pm 0,01$

Fig. 5.1

Fig. 5.2

$$E_n = (1,684 \pm 0,015) \text{ MeV}$$

$$E_n = (3,004 \pm 0,020) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$10,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,58 \pm 0,12$	$10,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$1,22 \pm 0,14$
LS 4	$15,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,85 \pm 0,30$	$15,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,45 \pm 0,51$
HS 1	$29,7^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,82 \pm 0,06$	$29,6^\circ \pm 7,9^\circ$	$1,08 \pm 0,09$
HP 5	$42,6^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,11 \pm 0,03$	$42,5^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,18 \pm 0,04$
LP 4	$43,1^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,10 \pm 0,03$	$43,2^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,09 \pm 0,03$
HS 2	$59,5^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,11 \pm 0,03$	$59,3^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,02 \pm 0,04$
HS 3	$70,4^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,02 \pm 0,03$	$70,3^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,11 \pm 0,05$
LS 5	$71,2^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,11 \pm 0,31$	$71,3^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,19 \pm 0,34$
HP 1	$87,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,04 \pm 0,02$	$87,3^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,00 \pm 0,03$
LP 1	$88,2^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,05 \pm 0,08$	$88,3^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,02 \pm 0,09$
HP 3	$91,6^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,06 \pm 0,08$	$91,5^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,06 \pm 0,08$
LP 3	$92,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,00 \pm 0,02$	$92,5^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,00 \pm 0,03$
HS 5	$108,6^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,15 \pm 0,32$	$108,5^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,99 \pm 0,28$
LS 3	$109,4^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,08 \pm 0,04$	$109,5^\circ \pm 8,9^\circ$	$0,98 \pm 0,04$
LS 2	$120,4^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,09 \pm 0,03$	$120,5^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,09 \pm 0,04$
HP 4	$136,8^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,14 \pm 0,03$	$136,7^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,17 \pm 0,04$
LP 5	$137,3^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,14 \pm 0,03$	$137,4^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,17 \pm 0,04$
LS 1	$150,3^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,80 \pm 0,06$	$150,3^\circ \pm 7,9^\circ$	$1,31 \pm 0,11$
HS 4	$165,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,88 \pm 0,31$	$164,9^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,36 \pm 0,47$
HP 2	$169,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,45 \pm 0,12$	$169,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,97 \pm 0,23$

Fig. 5.3

Fig. 5.4

$$E_n = (1,423 \pm 0,013) \text{ MeV}$$

$$E_n = (0,705 \pm 0,016) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$10,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,84 \pm 0,03$	$8,8^\circ \pm 11,9^\circ$	$2,21 \pm 0,12$
LS 4	$15,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,19 \pm 0,42$	$14,1^\circ \pm 9,2^\circ$	$1,96 \pm 0,31$
HS 1	$29,7^\circ \pm 7,9^\circ$	$0,98 \pm 0,10$	$30,5^\circ \pm 9,1^\circ$	$2,07 \pm 0,31$
HP 5	$42,6^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,20 \pm 0,04$	$46,1^\circ \pm 13,2^\circ$	$1,75 \pm 0,16$
LP 4	$43,1^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,18 \pm 0,04$	$46,5^\circ \pm 13,2^\circ$	$1,89 \pm 0,12$
HS 2	$59,5^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,11 \pm 0,05$	$60,4^\circ \pm 12,9^\circ$	$1,47 \pm 0,13$
HS 3	$70,5^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,18 \pm 0,05$	$71,4^\circ \pm 11,3^\circ$	$1,11 \pm 0,13$
LS 5	$71,2^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,15 \pm 0,33$	$71,9^\circ \pm 9,2^\circ$	$1,21 \pm 0,24$
HP 1	$87,5^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,11 \pm 0,03$	$88,4^\circ \pm 14,1^\circ$	$0,92 \pm 0,07$
LP 1	$88,2^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,09 \pm 0,09$	$88,9^\circ \pm 14,1^\circ$	$1,01 \pm 0,07$
HP 3	$91,7^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,10 \pm 0,09$	$91,0^\circ \pm 14,1^\circ$	$1,19 \pm 0,08$
LP 3	$92,4^\circ \pm 10,7^\circ$	$1,00 \pm 0,03$	$91,5^\circ \pm 14,1^\circ$	$1,00 \pm 0,08$
HS 5	$108,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,04 \pm 0,30$	$108,0^\circ \pm 9,2^\circ$	$1,07 \pm 0,22$
LS 3	$109,4^\circ \pm 8,9^\circ$	$1,11 \pm 0,05$	$108,5^\circ \pm 11,3^\circ$	$1,01 \pm 0,12$
LS 2	$120,3^\circ \pm 9,4^\circ$	$1,09 \pm 0,05$	$119,5^\circ \pm 12,9^\circ$	$1,23 \pm 0,12$
HP 4	$136,8^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,18 \pm 0,04$	$133,5^\circ \pm 13,2^\circ$	$1,56 \pm 0,11$
LP 5	$137,3^\circ \pm 10,1^\circ$	$1,18 \pm 0,04$	$133,9^\circ \pm 13,2^\circ$	$1,82 \pm 0,16$
LS 1	$150,2^\circ \pm 7,9^\circ$	$1,11 \pm 0,10$	$149,4^\circ \pm 9,1^\circ$	$1,41 \pm 0,26$
HS 4	$165,0^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,03 \pm 0,37$	$165,9^\circ \pm 9,2^\circ$	$1,96 \pm 0,31$
HP 2	$169,5^\circ \pm 9,3^\circ$	$0,88 \pm 0,03$	$171,2^\circ \pm 11,9^\circ$	$2,05 \pm 0,12$

Fig. 5.5

Fig. 5.21

Meßreihe B:

$$E_n = (1,573 \pm 0,012) \text{ MeV}$$

$$E_n = (1,585 \pm 0,012) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$10,1^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,41 \pm 0,01$	$10,1^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,41 \pm 0,01$
LS 4	$20,5^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,68 \pm 0,04$	$20,5^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,66 \pm 0,05$
HS 1	$32,7^\circ \pm 5,0^\circ$	$0,96 \pm 0,05$	$31,5^\circ \pm 5,0^\circ$	$0,93 \pm 0,05$
LP 4	$45,2^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,06 \pm 0,03$		
HP 5	$45,4^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,05 \pm 0,03$	$45,4^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,05 \pm 0,03$
HS 2	$61,3^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,10 \pm 0,03$	$61,3^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,20 \pm 0,03$
HS 3	$72,1^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,10 \pm 0,03$	$72,1^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,11 \pm 0,04$
LS 5	$72,7^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,09 \pm 0,05$	$72,7^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,02 \pm 0,06$
HP 1	$88,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,00 \pm 0,03$	$88,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,04 \pm 0,03$
LP 1	$89,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,01 \pm 0,03$	$89,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,01 \pm 0,03$
HP 3	$90,1^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,04 \pm 0,03$	$90,1^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,01 \pm 0,03$
LP 3	$90,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,00 \pm 0,03$	$90,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,00 \pm 0,03$
HS 5	$107,2^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,08 \pm 0,05$	$107,2^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,06 \pm 0,06$
LS 3	$107,8^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,12 \pm 0,03$	$107,8^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,08 \pm 0,03$
LS 2	$118,6^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,16 \pm 0,03$	$118,6^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,15 \pm 0,03$
LP 5	$134,5^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,07 \pm 0,03$	$134,5^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,06 \pm 0,03$
HP 4	$134,7^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,04 \pm 0,03$		
LS 1	$147,2^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,00 \pm 0,05$	$148,5^\circ \pm 5,0^\circ$	$0,93 \pm 0,05$
HS 4	$159,4^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,68 \pm 0,04$	$159,4^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,59 \pm 0,05$
HP 2	$169,9^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,44 \pm 0,01$	$169,9^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,42 \pm 0,01$

Fig. 5.11

Fig. 5.12

$$E_n = (1,685 \pm 0,012) \text{ MeV}$$

$$E_n = (1,663 \pm 0,012) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$10,1^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,46 \pm 0,02$	$10,1^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,42 \pm 0,01$
LS 4	$20,5^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,68 \pm 0,05$	$20,5^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,73 \pm 0,05$
HS 1	$32,7^\circ \pm 5,0^\circ$	$0,93 \pm 0,06$	$32,7^\circ \pm 5,0^\circ$	$0,99 \pm 0,06$
LP 4	$45,2^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,04 \pm 0,03$	$45,2^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,05 \pm 0,03$
HP 5	$45,4^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,05 \pm 0,03$	$45,4^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,06 \pm 0,03$
HS 2	$61,3^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,18 \pm 0,03$	$61,3^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,24 \pm 0,03$
HS 3	$72,0^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,08 \pm 0,03$	$72,0^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,17 \pm 0,04$
LS 5	$72,7^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,04 \pm 0,06$	$72,7^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,05 \pm 0,06$
HP 1	$88,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$0,98 \pm 0,03$	$88,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$0,98 \pm 0,03$
LP 1	$89,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,01 \pm 0,03$	$89,7^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,97 \pm 0,03$
HP 3	$90,1^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,04 \pm 0,04$	$90,1^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,02 \pm 0,03$
LP 3	$90,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,00 \pm 0,03$	$90,9^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,00 \pm 0,03$
HS 5	$107,1^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,96 \pm 0,06$	$107,1^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,14 \pm 0,06$
LS 3	$107,8^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,06 \pm 0,03$	$107,8^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,15 \pm 0,04$
LS 2	$118,6^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,14 \pm 0,03$	$118,6^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,29 \pm 0,03$
LP 5	$134,5^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,05 \pm 0,03$	$134,5^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,08 \pm 0,03$
HP 4	$134,7^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,03 \pm 0,03$	$134,7^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,05 \pm 0,03$
LS 1	$147,2^\circ \pm 5,0^\circ$	$0,92 \pm 0,05$	$147,2^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,01 \pm 0,06$
HS 4	$159,4^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,59 \pm 0,05$	$159,4^\circ \pm 6,5^\circ$	$0,61 \pm 0,05$
HP 2	$169,9^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,46 \pm 0,02$	$169,9^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,45 \pm 0,01$

Fig. 5.13

Fig. 5.14

$$E_n = (3,313 \pm 0,013) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$10,1^\circ \pm 5,8^\circ$	$1,20 \pm 0,03$
LS 4	$20,6^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,24 \pm 0,08$
HS 1	$32,6^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,18 \pm 0,06$
LP 4	$45,2^\circ \pm 7,3^\circ$	$0,95 \pm 0,03$
HP 5	$45,3^\circ \pm 7,5^\circ$	$0,97 \pm 0,03$
HS 2	$61,1^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,08 \pm 0,03$
HS 3	$71,9^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,04 \pm 0,03$
LS 5	$72,8^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,01 \pm 0,06$
HP 1	$88,7^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,01 \pm 0,03$
LP 1	$89,8^\circ \pm 8,0^\circ$	$0,99 \pm 0,03$
HP 3	$89,9^\circ \pm 8,0^\circ$	$1,02 \pm 0,03$
LP 3	$91,0^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,00 \pm 0,03$
HS 5	$107,0^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,05 \pm 0,06$
LS 3	$107,9^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,07 \pm 0,03$
LS 2	$118,7^\circ \pm 4,8^\circ$	$1,08 \pm 0,03$
LP 5	$134,5^\circ \pm 7,5^\circ$	$1,03 \pm 0,03$
HP 4	$134,6^\circ \pm 7,3^\circ$	$1,05 \pm 0,03$
LS 1	$147,2^\circ \pm 5,0^\circ$	$1,26 \pm 0,06$
HS 4	$159,4^\circ \pm 6,5^\circ$	$1,20 \pm 0,07$
HP 2	$169,9^\circ \pm 5,8^\circ$	$1,24 \pm 0,03$

Fig. 5.15

Meßreihe B (eingeschränkter Neutronenwinkelbereich und unterteilte PPAC):

$$E_n = (1,576 \pm 0,011) \text{ MeV}$$

$$E_n = (1,585 \pm 0,011) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$3,6^\circ \pm 1,8^\circ$	$0,39 \pm 0,04$	$4,0^\circ \pm 2,0^\circ$	$0,41 \pm 0,05$
LS 4	$17,8^\circ \pm 3,6^\circ$	$0,67 \pm 0,06$	$19,4^\circ \pm 5,6^\circ$	$0,68 \pm 0,08$
HS 1	$32,0^\circ \pm 3,0^\circ$	$0,84 \pm 0,06$	$32,4^\circ \pm 4,9^\circ$	$0,81 \pm 0,08$
LP 4	$45,5^\circ \pm 3,7^\circ$	$1,08 \pm 0,06$		
HP 5	$45,9^\circ \pm 4,5^\circ$	$1,05 \pm 0,05$	$46,3^\circ \pm 6,2^\circ$	$1,07 \pm 0,06$
HS 2	$61,7^\circ \pm 2,9^\circ$	$1,05 \pm 0,04$	$62,1^\circ \pm 4,5^\circ$	$1,08 \pm 0,05$
HS 3	$72,7^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,02 \pm 0,04$	$73,1^\circ \pm 4,6^\circ$	$0,98 \pm 0,05$
LS 5	$73,6^\circ \pm 3,8^\circ$	$0,97 \pm 0,07$	$73,8^\circ \pm 6,0^\circ$	$0,95 \pm 0,09$
HP 1	$89,3^\circ \pm 3,9^\circ$	$1,05 \pm 0,05$	$88,8^\circ \pm 5,9^\circ$	$1,03 \pm 0,06$
LP 1	$89,8^\circ \pm 3,5^\circ$	$0,98 \pm 0,05$	$89,4^\circ \pm 5,3^\circ$	$1,00 \pm 0,06$
HP 3	$90,0^\circ \pm 3,5^\circ$	$1,00 \pm 0,05$	$90,4^\circ \pm 5,3^\circ$	$0,99 \pm 0,06$
LP 3	$90,5^\circ \pm 3,9^\circ$	$0,96 \pm 0,05$	$91,0^\circ \pm 5,9^\circ$	$0,96 \pm 0,06$
HS 5	$106,3^\circ \pm 3,8^\circ$	$1,02 \pm 0,08$	$106,0^\circ \pm 4,0^\circ$	$0,88 \pm 0,09$
LS 3	$107,2^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,11 \pm 0,05$	$106,8^\circ \pm 4,6^\circ$	$1,02 \pm 0,05$
LS 2	$118,2^\circ \pm 2,9^\circ$	$1,09 \pm 0,04$	$117,8^\circ \pm 4,5^\circ$	$1,10 \pm 0,05$
LP 5	$133,9^\circ \pm 4,5^\circ$	$1,02 \pm 0,05$	$133,6^\circ \pm 6,2^\circ$	$1,08 \pm 0,06$
HP 4	$134,4^\circ \pm 3,7^\circ$	$0,94 \pm 0,05$		
LS 1	$147,9^\circ \pm 3,0^\circ$	$0,96 \pm 0,07$	$147,5^\circ \pm 4,9^\circ$	$0,86 \pm 0,09$
HS 4	$162,1^\circ \pm 3,6^\circ$	$0,62 \pm 0,06$	$160,5^\circ \pm 5,6^\circ$	$0,54 \pm 0,07$
HP 2	$176,4^\circ \pm 1,8^\circ$	$0,37 \pm 0,04$	$176,0^\circ \pm 2,0^\circ$	$0,39 \pm 0,05$

Fig. 5.16

Fig. 5.17

$$E_n = (1,688 \pm 0,011) \text{ MeV}$$

$$E_n = (1,666 \pm 0,011) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$7,8^\circ \pm 3,9^\circ$	$0,49 \pm 0,06$	$3,7^\circ \pm 1,9^\circ$	$0,33 \pm 0,05$
LS 4	$17,4^\circ \pm 3,8^\circ$	$0,65 \pm 0,08$	$18,5^\circ \pm 3,5^\circ$	$0,71 \pm 0,08$
HS 1	$31,7^\circ \pm 3,1^\circ$	$1,04 \pm 0,10$	$32,1^\circ \pm 3,1^\circ$	$0,94 \pm 0,09$
LP 4	$45,5^\circ \pm 3,7^\circ$	$0,99 \pm 0,07$	$45,3^\circ \pm 3,7^\circ$	$0,91 \pm 0,06$
HP 5	$46,2^\circ \pm 4,9^\circ$	$1,10 \pm 0,07$	$46,0^\circ \pm 4,5^\circ$	$0,94 \pm 0,06$
HS 2	$61,7^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,18 \pm 0,05$	$61,6^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,05 \pm 0,05$
HS 3	$72,6^\circ \pm 3,1^\circ$	$1,02 \pm 0,05$	$72,7^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,10 \pm 0,05$
LS 5	$73,6^\circ \pm 3,5^\circ$	$0,95 \pm 0,09$	$73,8^\circ \pm 3,4^\circ$	$0,95 \pm 0,09$
HP 1	$89,3^\circ \pm 3,8^\circ$	$1,05 \pm 0,06$	$89,6^\circ \pm 3,2^\circ$	$1,02 \pm 0,06$
LP 1	$89,8^\circ \pm 3,4^\circ$	$1,04 \pm 0,06$	$89,8^\circ \pm 3,5^\circ$	$0,89 \pm 0,05$
HP 3	$90,1^\circ \pm 3,4^\circ$	$1,00 \pm 0,06$	$90,0^\circ \pm 3,5^\circ$	$1,00 \pm 0,05$
LP 3	$90,5^\circ \pm 3,8^\circ$	$1,05 \pm 0,06$	$90,2^\circ \pm 3,7^\circ$	$0,85 \pm 0,05$
HS 5	$106,2^\circ \pm 3,5^\circ$	$0,98 \pm 0,09$	$106,0^\circ \pm 3,4^\circ$	$1,04 \pm 0,09$
LS 3	$107,2^\circ \pm 3,1^\circ$	$1,10 \pm 0,06$	$107,2^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,01 \pm 0,05$
LS 2	$118,2^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,16 \pm 0,05$	$118,2^\circ \pm 3,0^\circ$	$1,16 \pm 0,05$
LP 5	$133,7^\circ \pm 4,9^\circ$	$1,14 \pm 0,07$	$133,9^\circ \pm 4,5^\circ$	$0,91 \pm 0,06$
HP 4	$134,4^\circ \pm 3,7^\circ$	$1,22 \pm 0,07$	$134,6^\circ \pm 3,7^\circ$	$0,91 \pm 0,06$
LS 1	$148,2^\circ \pm 3,1^\circ$	$0,94 \pm 0,09$	$147,8^\circ \pm 3,1^\circ$	$0,88 \pm 0,08$
HS 4	$162,6^\circ \pm 3,8^\circ$	$0,58 \pm 0,07$	$161,4^\circ \pm 3,5^\circ$	$0,57 \pm 0,07$
HP 2	$172,2^\circ \pm 3,9^\circ$	$0,55 \pm 0,06$	$176,3^\circ \pm 1,9^\circ$	$0,35 \pm 0,05$

Fig. 5.18

Fig. 5.19

$$E_n = (3,313 \pm 0,012) \text{ MeV}$$

	ϑ_{LFF}	$\frac{W(\vartheta_{\text{LFF}})}{W(90^\circ)}$
LP 2	$5,3^\circ \pm 2,6^\circ$	$1,19 \pm 0,09$
LS 4	$16,2^\circ \pm 5,9^\circ$	$1,10 \pm 0,10$
HS 1	$31,3^\circ \pm 4,6^\circ$	$0,98 \pm 0,09$
LP 4	$43,9^\circ \pm 6,3^\circ$	$0,95 \pm 0,06$
HP 5	$45,0^\circ \pm 6,2^\circ$	$0,85 \pm 0,05$
HS 2	$60,8^\circ \pm 4,5^\circ$	$0,96 \pm 0,04$
HS 3	$71,6^\circ \pm 4,6^\circ$	$0,91 \pm 0,05$
LS 5	$71,8^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,96 \pm 0,09$
HP 1	$88,4^\circ \pm 5,2^\circ$	$0,94 \pm 0,05$
LP 1	$88,8^\circ \pm 5,7^\circ$	$0,85 \pm 0,05$
HP 3	$91,0^\circ \pm 5,7^\circ$	$1,08 \pm 0,06$
LP 3	$91,3^\circ \pm 5,2^\circ$	$1,00 \pm 0,06$
HS 5	$108,0^\circ \pm 5,8^\circ$	$0,88 \pm 0,08$
LS 3	$108,2^\circ \pm 4,6^\circ$	$0,89 \pm 0,05$
LS 2	$119,0^\circ \pm 4,5^\circ$	$0,96 \pm 0,04$
LP 5	$134,8^\circ \pm 6,2^\circ$	$1,00 \pm 0,06$
HP 4	$135,9^\circ \pm 6,3^\circ$	$0,94 \pm 0,06$
LS 1	$148,6^\circ \pm 4,6^\circ$	$1,21 \pm 0,10$
HS 4	$163,7^\circ \pm 5,9^\circ$	$1,10 \pm 0,10$
HP 2	$174,6^\circ \pm 2,6^\circ$	$1,13 \pm 0,09$

Fig. 5.20

Literaturverzeichnis

- [And77] H.H. Anderson, J.F. Ziegler
The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 1 and Vol. 3,
Pergamon Press, New York 1977
- [Auc81] G.F. Auchampaugh, S. Plattard, N.W. Hill, G. de Saussure, R.B. Perez,
J.A. Harvey
Phys. Rev. **C24**(1981)503
- [Aue64] E.H. Auerbach, S.O. More
Phys. Rev. **135**(1964)B895
- [Aue78] E.H. Auerbach
Comp. Phys. Com. **15**(1978)165
- [Bac69] B.B. Back, J.P. Bondorf, G.A. Otroschenko, J. Pedersen, B. Rasmussen
Proc. Int. Conf. Phys. Chem. of Fission (IAEA, Vienna, 1969)
- [Bac72] B.B. Back, H.C. Britt, J.D. Garrett, O. Hansen
Phys. Rev. Lett. **28**(1972)1707
- [Bac74a] B.B. Back, Ole Hansen, H.C. Britt, J.D. Garrett
Phys. Rev. **C9**(1974)1924
- [Bac74b] B.B. Back, H.C. Britt, Ole Hansen, B. Leroux, J.D. Garrett
Phys. Rev. **C10**(1974)1948
- [Bac86] B.B. Back
private Mitteilung
- [Ban84] B. Bannach
Diplomarbeit, Bochum 1984, unveröffentlicht
- [Bau83a] F.M. Baumann
Diplomarbeit, Bochum 1983, unveröffentlicht
- [Bau83b] F.M. Baumann, B. Brüggemann, Th. Grodotzki, B. Krebs, H. Sohlbach,
H. Freiesleben
DTL Jahresbericht **10**(1983)103
- [Bau85] F.M. Baumann, B. Brüggemann, H. Freiesleben, Th. Grodotzki,
H.Chr. Hilber
Nucl. Instr. Meth. **A238**(1985)443
- [Bau86] F.M. Baumann, G. Domogala, H. Freiesleben, H.J. Paul, S. Puhivers,
H. Sohlbach
Nucl. Instr. Meth. **A247**(1986)359

- [Bec76] G. Beck
Rev. Sci. Instr. **47**(1976)849
- [Bec86] J.A. Becker, R.W. Bauer
Phys. Rev. **C34**(1986)594
- [Beh68] A.N. Behkami, J.R. Huizenga, J.H. Roberts
Nucl. Phys. **A118**(1968)65
- [Ben82] N. Benazeth
Nucl. Instr. Meth. **194**(1982)405
- [Ben87] R. Bengtsson, I. Ragnarsson, S. Åberg, A. Gyurkovich,
A. Sobiczewski
Nucl. Phys. **A473**(1987)77
- [Ber83] J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny
Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Florence 1983, p.596
- [Bev69] P.R. Bevington
Data Reduction and Error Analysis in Physical Sciences, McGraw-Hill,
New York 1969
- [Bjø69] S. Bjørnholm, V.M. Strutinsky
Nucl. Phys. **A136**(1969)1
- [Bjø80] S. Bjørnholm, J.E. Lynn
Rev. Mod. Phys. **52**(1980)725
- [Bla52a] J.M. Blatt, L.C. Biedenharn
Rev. Mod. Phys. **24**(1952)258
- [Bla52b] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf
Theoretical Nuclear Physics, ed. John Wiley & Sons, New York 1952
- [Bla74] E. Blanke, K. Brandt, H. Genz, A. Richter, G. Schrieder
Nucl. Instr. Meth. **122**(1974)295
- [Blo75] J. Blons, C. Mazur, D. Paya
Phys. Rev. Lett. **35**(1975)1749
- [Blo82] J. Blons
Dissertation, Paris-Sud, Orsay (1982), no. 2591
- [Blo84] J. Blons, C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag, H. Weigmann
Nucl. Phys. **A414**(1984)1
- [Boh39] N. Bohr, J.A. Wheeler
Phys. Rev. **56**(1939)426
- [Boh48] N. Bohr
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **18**,no8(1948)

- [Boh55] A. Bohr
Proc. Int. Conf. on peaceful uses of atomic energy, Geneva 1955
(United Nations, New York 1956)vol.2
- [Boh75] A. Bohr, B.R. Mottelson
Nuclear Structure, vol.2 (Benjamin, Reading, Mass., 1975)
- [Boh85] W. Bohne, W. Galster, K. Grabisch, H. Morgenstern
Nucl. Instr. Meth. **A240**(1985)145
- [Bol72] M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix, J.L. Norton
Phys. Rev. **C5**(1972)1050
- [Bol80] J.W. Boldeman, D. Gogny, A.R. de L. Musgrove, R.L. Walsh
Phys. Rev. **C22**(1980)627
- [Bow62] H.R. Bowman, S.G. Thompson, J.C.D. Milton, W.J. Swiatecki
Phys. Rev. **126**(1962)2120
- [Bra60] R.L. Bramblett, R.I. Ewing, T.W. Bonner
Nucl. Instr. Meth. **9**(1960)1
- [Bra68] S. Brandt
"Statistische Methoden der Datenanalyse", BI Hochschulschriften
816/816a, Mannheim 1968
- [Bra72] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky,
C.Y. Wong
Rev. Mod. Phys. **44**(1972)320
- [Bra85] K. Brandt
persönliche Mitteilung
- [Bri67] C. Brihaye, G. Reidemeister
Nucl. Phys. **A100**(1967)65
- [Bri68] D.M. Brink, G.R. Satchler
Angular Momentum, Clarendon Press, Oxford 1968
- [Bri87] K.T. Brinkmann
Diplomarbeit, Bochum 1987, unveröffentlicht
- [Bro60] J.E. Bromley and J.L. Fowler
"Monoenergetic Neutron Sources" in "Fast Neutron Physics"
(J.B. Marion, J.L. Fowler, eds.) part I, p.73
- [Bro74] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, 14. Auflage,
Zürich und Frankfurt/Main 1974

- [Bud81] C. Budtz-Jørgensen, J. Meadows
Proc. Int. Symp. on Nuclear Fission and related Collective Phenomena,
Bad Honef 1981
- [Bus80] F. Busch, W. Pfeffer, B. Kohlmeyer, D. Schüll, F. Pühlhoffer
Nucl. Instr. Meth. **171**(1980)71
- [CAM72] EUR4600e "Computer Applications to Measurement and Control",
Comission of the European Communities 1972
- [Car75] R. Carchon, E. van Camp, G. Knuyt, R. van de Vyver, J. Devos,
H. Ferdinande
Nucl. Instr. Meth. **128**(1975)195
- [Car77] J. Caruana, J.W. Boldeman, R.L. Walsh
Nucl. Phys. **A285**(1977)205
- [Cle73] H.G. Clerc, H.J. Gerhardt, L. Richter, K.H. Schmidt
Nucl. Instr. Meth. **113**(1973)325
- [Cop67] M. Coppola and H.H. Knitter
Kerntechnik, Isotopentechnik und -chemie **10**(1967)459
- [Cra70] J.D. Cramer, J.R. Nix
Phys.Rev. **C2**(1970)1048
- [Dom87a] G. Domogala and H. Freiesleben
Nucl. Instr. Meth. **A259**(1987)365
- [Dom87b] G. Domogala, H. Freiesleben, B. Hippert
Nucl. Instr. Meth. **A257**(1987)7
- [Erm66] S.B. Ermagambetov, V.F. Kuznetsov, G.N. Smirenkin
Yaz. Fiz. **5**(1967)257, Sovj. Journ. Nucl. Phys. **5**(1967)181
- [Erm70] S.B. Ermagambetov, G.N. Smirenkin
Yaz. Fiz. **11**(1970)1164 , Sovj. Journ. Nucl. Phys. **11**(1970)646
- [Ers72] G.A. Erskine
Nucl. Instr. Meth. **105**(1972)565
- [Gar76] D.I. Garber, R.R. Kinsey
Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory, BNL-325
- [Ged68] D.A. Gedcke, W.J. McDonald
Nucl. Instr. Meth. **58**(1968)253
- [Gib60] J.H. Gibbons, H.W. Newson
"The ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Reaction" in "Fast Neutron Physics"
(J.B. Marion, J.L. Fowler, eds.) Part I, p.133

- [Gil65] A. Gilbert, A.G.W. Cameron
Can. J. Phys. **43**(1965)1446
- [Gir77] J. Girard, M. Bolare
Nucl. Instr. Meth. **140**(1977)279
- [Gro83] Th. Grodotzki
Diplomarbeit, Bochum 1983, unveröffentlicht
- [Hah39] O. Hahn, F. Strassmann
Naturwissenschaften **27**(1939)11
- [Hil53] D.L. Hill, J.A. Wheeler
Phys. Rev. **89**(1953)1102
- [Hit60] O. Hittmair
Nucl. Phys. **18**(1960)346, siehe auch [Hit61],[Hit63]
- [Hit61] O. Hittmair
Anzeiger der österr. Akad. der Wiss. Math.-naturwiss. Klasse,
Wien 1961, 99. Jahrg. S.168
- [Hit63] O. Hittmair
Acta Physica Austriaca **16**(1963)324
- [Ign69] A.V. Ignatyuk, N.S. Rabotnow, G.N. Smirenkin
Phys. Lett. **B29**(1969)209
- [Jam72] G.D. James, J.E. Lynn, L.G. Earwaker
Nucl. Phys. **A189**(1972)225
- [Kah56] H. Kahn
"Applications of Monte Carlo", Rand Corporation Report RM-1237-AEC
- [Kam79] D. Kamke
Einführung in die Kernphysik, Friedr. Vieweg Verlagsgesellschaft,
Braunschweig 1979
- [Kel86] H. Keller
Diplomarbeit, TU Darmstadt 1986, unveröffentlicht
- [Ker82] H. Kersten (Editor)
Microchannel Plate Report, AMOLF Nr.89/82, Amsterdam 1982
- [Kie87] J. Kieseewetter
Diplomarbeit, Bochum 1987, unveröffentlicht
- [Kor68] I.A. Korzh, I.E. Kashuba, B.P. Bozin, M.V. Pasechnik
Sovj. Journ. Nucl. Phys. **7**(1968)190
- [Kra79] H.J. Krappe, J.R. Nix, A.J. Sierk
Phys. Rev. **C20**(1979)992

- [Kre68] K.H. Krebs
Fortschritte der Physik **16**(1968)419
- [Kro27] R.L. Kronig, J.J. Rabi
Phys. Rev. **29**(1927)262
- [Kro81] P.A. Kron, F. Sporrel
KVI Annual Report (1981)87
- [Kru67] A. Krusche, D. Bloess, F. Münnich
Nucl. Instr. Meth. **51**(1967)197
- [Lam62] R.W. Lamphere
Nucl. Phys. **38**(1962)561
- [Lam79] M. Lampton, C.W. Carlson
Rev. Sci. Instr. **50**(1979)1093
- [Lan71] J. Lang, R. Müller
Comp. Phys. Comm. **2**(1971)79
- [Lan73] J. Lang, R. Müller
Comp. Phys. Comm. **5**(1973)308
- [Lar74] S.E. Larson, G. Leander
Proc. Int. Conf. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973
(IAEA, Vienna 1974) Vol. 1, p.177
- [Led78] C.M. Lederer, V.S. Shirley
Tables of Isotopes, Seventh Edition, J. Wiley & Sons, Inc.,
New York-Chinchester-Brisbane-Toronto 1978
- [Lis75] H. Liskien, A. Paulsen
At. Data and Nucl. Data Tables **15**(1975)57
- [Lom86] M. Lombardi, T. Jilian, R. Potenza, V. d'Amico
IEEE Trans. Nucl. Sci. **33** No.1 (1986)403
- [LoN67] S. Lo Nigro, C. Milone
Nucl. Phys. **A96**(1967)617
- [Lüt84] H.J. Lütke-Stetskamp
Diplomarbeit, Bochum 1984, unveröffentlicht
- [Lyn83] J.E. Lynn
J. Phys. **G9**(1983)665
- [Lyn87] J.E. Lynn
Phys. Rev. **C36**(1987)671
- [Mai70] M.R. Maier, P. Sperr
Nucl. Instr. Meth. **87**(1970)13

- [Mar61] J.B. Marion
Rev. Mod. Phys. **33**(1961)139
- [Mar63] J.B. Marion, T.W. Bonner
"Neutron Threshold Measurements" in "Fast Neutron Physics"
(J.B. Marion, J.L. Fowler, eds.)partII, p.1865
- [Mar66] J.B. Marion
Rev. Mod. Phys. **38**(1966)660
- [Mar68] J.B. Marion, F.C. Young
Nuclear Reaction Analysis, North Holland, Amsterdam 1968
- [Mar81] C. Martin, P. Jelinski, M. Lampton, R.F. Malina, H.O. Anger
Rev. Sci. Instr. **52**(1981)1067
- [Maz83] C. Mazur, M. Ribrag
Nucl. Instr. Meth. **212**(1983)203
- [Mei39] L. Meitner, O.R. Frisch
Nature **143**(1939)239
- [Möl72] P. Möller
Nucl. Phys. **A192**(1972)529
- [Möl73] P. Möller, J.R. Nix
Proc. Int. Conf. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973
(IAEA, Vienna, 1974) p.103
- [Möl74] P. Möller, J.R. Nix
Nucl. Phys. **A229**(1974)269
- [Möl79] P. Möller
Proc. Int. Conf. on Physics and Chemistry of Fission, Jülich, 1979
(IAEA, Vienna, 1980) p.283
- [Möl81] P. Möller, J.R. Nix
Nucl. Phys. **A361**(1981)117
- [Mye66] W.D. Myers, W.J. Swiatecki
Nucl. Phys. **81**(1966)1
- [Mye76] W.D. Myers
At. Data Nucl. Data Tables **17**(1976)411
- [Neg78] J.W. Negele, S.E. Koonin, P. Möller, J.R. Nix, A.J. Sierk
Phys. Rev. **C17**(1978)1098
- [Nie61] L.P. Nielsen
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33**,no6(1961)

- [Nil55] S.G. Nilson
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 29,no16(1955)
- [Nil69] S.G. Nilson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech,
C. Gustafson, I.L. Lamm
Nucl. Phys. **A131**(1969)1
- [Nor70] L.C. Northcliff, R.F. Schilling
Nucl. Data Tables **A7**(1970)233
- [Ogl71] W. Ogle, S. Wahlborn, R. Piepenbring, S. Fredriksson
Rev. Mod. Phys. **43**(1971)424
- [ORT85] Silicon Charged Particle Radiation Detectors, Instruction Manual,
EG&G ORTEC 1985
- [Paa84] K. Paasch, H. Krause, W. Scobel
Nucl. Instr. Meth. **221**(1984)558
- [Pas68] B. Paszkowski
Electron Optics, Iliffe books Ltd., London 1968
- [Pau73] H.C. Pauli, T. Ledergerber
Proc. Int. Conf. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973
(IAEA, Vienna, 1974) Vol.1, p.463
- [Pau86] H.J. Paul, H. Freiesleben
Comp. Phys. Comm. **39**(1986)305
- [Per76] C.M. Perey, F.G. Perey
At. Data Nucl. Data Tables **17**(1976)1
- [Pfe75] K.E. Pferdekämper, H.G. Clerc
Z. Physik **A275**(1975)223
- [Pli80] J. van der Plicht
Nucl. Instr. Meth. **171**(1980)43
- [Pre85] G. Prete, G. Viesti
Nucl. Instr. Meth. **A234**(1985)276
- [Rad74] V. Radeka
IEEE Trans. Nuclear NS **21**(1974)No.1
- [Rae64] H. Raether
Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths,
London 1964
- [Rei26] F. Reiche, H. Rademacher
Z. Physik **39**(1926)444

- [Ric88] L. Ricken
private Mitteilung
- [Ros57] M.E. Rose
Elementary Theory of Angular Momentum, John Wiley & sons, Inc.,
New York 1957
- [Ros65] L. Rosen, J.G. Beery, A.S. Goldhaber, E.H. Auerbach
Ann. Phys. **34**(1965)96
- [Sch65] H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams
Phys. Rev. **B137**(1965)837
- [Sch66] H.W. Schmitt, J.H. Neiler, F.J. Walter
Phys. Rev. **B141**(1966)1146
- [Sch84] H.G. Schwanke
Diplomarbeit, Bochum 1984, unveröffentlicht
- [Ser86] J. Sernicki
Nucl. Instr. Meth. **A251**(1986)81
- [Sic85] A. Sicre, T. Benfoughal, B. Bruneau, M. Asghar, G. Barreau,
F. Caitucoli, T.P. Doan, G.D. James, B. Leroux
Nucl. Phys. **A445**(1985)37
- [Smi86] A.D. Smith, J.R. Allington-Smith
IEEE Trans. Nucl. Sci. **33**,No.1(1986)295
- [Soh86] H. Sohlbach
Erweiterung des Datenerfassungssystems BOLDA [Pau86] auf
64 Parameter
- [Ste76] H. Stelzer
Nucl. Instr. Meth. **133**(1976)409
- [Ste81] H. Stelzer
Nucl. Phys. **A354**(1981)433
- [Str67] V.M. Strutinsky
Nucl. Phys. **A95**(1967)420
- [Str68] V.M. Strutinsky
Nucl. Phys. **A122**(1968)1
- [Tra79] H.P. Trautvetter, K. Elix, C. Rolfs, K. Brandt
Nucl. Instr. Meth. **161**(1979)173
- [Van73] R. Vandenbosch, J.R. Huizenga
Nuclear Fission, Academic Press, New York and London 1973

- [Vee81] L.R. Veese, D.W. Muir
Phys. Rev. **C24**(1981)1540
- [Vor67] P.E. Vorotnikov, S.M. Dubrovina, G.A. Otroshchenko, V.A. Shigin
Sov. Journ. Nucl. Phys. **5**(1967)295
- [Wal87] R.L. Walsh, J.W. Boldemann
Int. Conf. on Neutron Physics, Kiev 1987
- [Whe63] J.A. Wheeler
"Channel Analysis of Fission" in "Fast Neutron Physics"
(J.B. Marion, J.L. Fowler, eds.)partII, p.2051
- [Wie77] L. Wielopolski
Nucl. Instr. Meth. **143**(1977)577
- [Wie84] L. Wielopolski
Nucl. Instr. Meth. **226**(1984)436
- [Wig31] E. Wigner
Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der
Atomspektren, Friedr. Vieweg & Sohn Akt. Ges.
- [Wil66] I.R. Williams
Nucl. Instr. Meth. **44**(1966)160
- [Wiz79] J.L. Wiza
Nucl. Instr. Meth. **162**(1979)587
- [Yue71] G. Yuen, G.T. Rizzo, A.N. Bekami, J.R. Huizenga
Nucl. Phys. **A171**(1971)614
- [Zin65] O. Zinke, H. Brunswig
Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Springer Verlag, Berlin 1965

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Freiesleben für die Stellung des Themas, die guten Arbeitsmöglichkeiten und das angenehme Arbeitsklima in seiner Arbeitsgruppe. Sein förderndes Interesse und seine fortlaufende Unterstützung bei allen auftretenden Fragen und Problemen leisteten einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit.

Beim Aufbau und der Durchführung der Experimente waren Herr K.T. Brinkmann und Herr J. Kieseewetter wesentlich beteiligt. Ihnen danke ich für die engagierte Mitarbeit.

Herrn Dr. G. Domogala, Herrn R.P. Eule, Herrn B. Quednau, Herrn P. Rosenthal, Herrn Dr. H. Sohlbach und Frau D. Tatarczyk sei gedankt für die vielschichtige und freundliche Hilfestellung während der Experimente.

Frau D. Runzer und Frau D. Hiltcher gilt Dank für die Unterstützung beim Erstellen der zahlreichen Figuren.

Herrn K. Brand und seinen Mitarbeitern danke ich für die Bereitstellung aller notwendigen Apparaturen, die es ermöglichten, daß ein energiereicher Protonenstrahl mit hohem Strom das von Herrn B. Hippert hergestellte Li-Target traf.

Allen sonstigen Mitarbeitern der Lehrstühle für Experimentalphysik I und III, der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt, die am Zustandekommen dieser Arbeit Anteil hatten, sei gedankt.

Schließlich danke ich meiner Frau Ruth Störmer-Baumann für die Unterstützung beim Tippen der Arbeit und für die sorgfältige Erstellung der Druckvorlagen.

Lebenslauf

Name: Frank-Michael Baumann

Geburtsdatum: 28. August 1954

Geburtsort: Groß-Reken, Kreis Borken

Eltern: Erich Baumann
Ruth Baumann, geb. Läscher

Familienstand: verheiratet seit Mai 1983 mit Ruth Störmer-Baumann

Schulbildung:

1961-1965 Altstadtschule (Grundschule) in Essen

1965-1973 Helmholtz-Gymnasium Essen
Abschluß: Abitur

Zivildienst:

1973-1975 Zivildienst bei der evang. Jugend Weigle-Haus e.V., Essen

Berufsausbildung:

Oktober 1975 Aufnahme des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

April 1978 Ablegung der Diplom-Vorprüfung in Physik

Mai 1983 Ablegung der Diplom-Hauptprüfung in Physik
Thema der Diplomarbeit:
Erzeugung eines Neutronenspektrums mit kontinuierlicher Energieverteilung mittels der Kernreaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$

seit Juni 1983 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. H. Freiesleben

